

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Geofísica y Meteorología



**ESTUDIO DEL EFECTO DE DIRECTIVIDAD EN LA
FORMA DE ONDAS**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

María del Carmen Pro Muñoz

Bajo la dirección de la doctora

María Elisa Buform Peiró

Madrid, 2004

ISBN: 978-84-669-1754-4

©María del Carmen Pro Muñoz, 2002



Departamento de Geofísica y Meteorología
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid

Estudio del efecto de directividad en la forma de ondas

Memoria presentada por M^a del Carmen Pro Muñoz para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas
Directora: Dra. Vicenta M^a Elisa Buform Peiró

Madrid, Abril 2002

A Alfredo,

a Teresa y Elisa, nuestras hijas

Agradecimientos

Han sido muchas las personas que han contribuido, de una forma u otra, a la realización de esta tesis y me gustaría expresarles mi agradecimiento.

En primer lugar a la Dra. Elisa Buform, directora de esta tesis, que con su buen hacer ha conseguido contraer la distancia y dilatar el tiempo, facilitando en gran medida el trabajo y transmitiéndome el entusiasmo por la Sismología.

A mis compañeros del Centro Universitario de Mérida (Universidad de Extremadura), donde enseño y aprendo cada día. En especial, a la Dirección que me facilitó los medios a su alcance; a Víctor Hernández, el hada madrina de la informática que me salvó de las situaciones más difíciles y a Julia Gil, compañera, amiga y a veces paño de lágrimas.

También quiero agradecer el apoyo recibido de mis compañeros del Departamento de Física de la Universidad de Extremadura, en especial a los pertenecientes al área de Física de la Tierra.

A los miembros del Departamento de Geofísica de la Universidad Complutense de Madrid, en el que siempre me han tratado con cariño y consideración. Sobre todo quiero dar las gracias al Dr. Agustín Udías, por sus valiosas sugerencias y comentarios y a la Dra. Julia Téllez, que siempre me apoyó, mostrando gran interés por esta tesis.

Parte de este trabajo ha sido realizado dentro del proyecto REN2000-0777-C02-01 RIES del Ministerio de Ciencia y Tecnología.

Gracias a Alfredo y a nuestras hijas, Teresa y Elisa, los principales sufridores de este tesis, a los que tantas horas he robado. A mis padres y familia, por el apoyo moral y el no menos importante, apoyo logístico.

Y gracias a todo aquel que de una forma u otra ha aportado su granito de arena, haciendo posible que esta tesis vea la luz.

ÍNDICE

Introducción	1
1 Estudio de formas de onda. Ondas internas.	7
1.1 Introducción.....	7
1.2 Desplazamientos.....	9
1.2.1 Aproximación de foco puntual.....	12
1.2.2 Foco con dimensiones.....	16
1.2.3 Correcciones a los desplazamientos.....	23
1.3 Atenuación en el medio.....	25
1.4 Respuesta instrumental.....	26
1.5 Métodos de modelización. Foco puntual y foco con dimensiones.....	28
2 Directividad	31
2.1 Ondas superficiales. Función de directividad.....	31
2.2 Ondas internas.....	44

3	Programas utilizados.....	49
3.1	Programas ya existentes.....	50
3.1.1	Programa SYN4	50
3.2	Programas modificados	52
3.2.1	Problema directo.	53
3.2.1.1	Programa MODE.	53
3.2.2	Problema inverso.....	58
3.2.2.1	Programa INVEDIR.....	59
3.2.3	Programas de dibujo.....	80
3.3	Programas desarrollados.....	80
3.3.1	Ondas Rayleigh	80
4	Estudio teórico del efecto de una fuente extensa en la forma de ondas internas.....	85
4.1	Formas de onda.....	86
4.2	Estudio de las dimensiones mínimas	96
5	Aplicación al terremoto del 16 de Febrero de 1998 en la Dorsal Atlántica.....	115
5.1	Introducción.....	115
5.2	Aproximación de foco puntual	117
5.3	Modelo de fuente con dimensiones	124
5.3.1	Función de directividad para las ondas Rayleigh.....	124
5.3.2	Inversión de ondas internas P y SH.....	129
5.4	Conclusiones.....	149
6	Aplicación al terremoto de Izmit (Turquía) del 17 de Agosto de 1999.....	153
6.1	Introducción.....	153

6.2	Aproximación de foco puntual	156
6.3	Modelo de fuente con dimensiones	167
6.3.1	Función de directividad para las ondas Rayleigh.....	167
6.3.2	Inversión de ondas internas P y SH.....	171
6.4	Conclusiones.....	181
7	Conclusiones	185
	Referencias.....	191
	Apéndice A.....	197
	Apéndice B.....	201
	Apéndice C.....	239
	Apéndice D.....	249

Introducción

Para estudiar el proceso de ruptura de un terremoto, analizando como tiene lugar la liberación de energía y cuales son los parámetros que nos definen la fuente sísmica, podemos realizar el análisis de la forma de ondas internas P y SH, a partir de una modelización, o una inversión, etc. Básicamente, este método consiste en comparar los sismogramas observados en distintos puntos de la superficie de la Tierra con los obtenidos teóricamente a partir de determinados modelos o sismogramas sintéticos, realizando un ajuste, bien de manera visual o bien mediante un método numérico. Gracias a la existencia de redes internacionales de estaciones digitales de banda ancha, como IRIS, GEOFÓN y GEOSCOPE, el disponer de los sismogramas no constituye ningún problema, facilitándose el desarrollo de algoritmos para la modelización e inversión de la forma de ondas.

Para elaborar los sismogramas sintéticos, es necesario realizar aproximaciones, tanto en lo concerniente a la propagación de las ondas como en lo relacionado con la fuente. A distancias telesísmicas, apenas influye el medio en que se propaga el rayo, pudiendo considerarse la Tierra como un medio homogéneo. Esto simplifica el problema, debiéndose la mayor parte del contenido del sismograma a la fuente y al instrumento.

Si consideramos sólo el efecto de la fuente sísmica, una de las aproximaciones más empleadas consiste en considerar foco puntual, es decir, en suponer que toda la energía se libera desde un único punto, existiendo diversos métodos de modelización e inversión de ondas internas basados en este modelo (Deschamps et al., 1980 , Helmberger, 1983 , Nábelek, 1984). Esta aproximación es suficiente en la mayoría de los casos, pero para terremotos de magnitud $m_b \geq 6.5$ no resulta adecuada, siendo necesario considerar un modelo de fuente con dimensiones. La influencia de éstas dimensiones en la forma de ondas se conoce como *efecto de directividad*.

Uno de los modelos de fuente con dimensiones más utilizados, es el de fractura rectangular propuesto por Haskell (Haskell, 1964), consistente en una fractura de longitud L y anchura W , en la cual la ruptura se propaga a velocidad v_r . Una aproximación a este modelo, consiste en considerar una fuente puntual que se propaga a velocidad v_r a lo largo de la dirección L , bien en un sólo sentido (fractura unilateral) o en los dos (fractura bilateral).

Pero ¿cómo influyen estas dimensiones en la forma de ondas internas? ¿cuales son las dimensiones mínimas para que se observen diferencias respecto al modelo de foco puntual? Para responderlas necesitamos analizar el problema directo, es decir, supuesto un modelo deducir cuales serían las observaciones teóricas de la forma de ondas.

Una vez resuelto el problema directo, el siguiente paso sería calcular las dimensiones de la fractura y también la dirección y la velocidad de la ruptura, es decir, resolver el problema inverso. Para ello, debemos elegir el método numérico adecuado, el que nos permita obtener los mejores resultados a partir de nuestras observaciones.

Los objetivos de esta tesis son:

- En primer lugar, estudiar la influencia de las dimensiones de la fuente en la forma de ondas internas P y SH.
- Determinar el valor mínimo de las dimensiones de la fractura necesario para tener en cuenta el efecto de directividad.
- Además, figuran como objetivos principales el desarrollar los programas que permitan la aplicación de este modelo para calcular los parámetros de la fractura y la función temporal de la fuente. Entre estos programas, unos permitirán calcular la longitud, velocidad y acimut de la ruptura a partir de la función de directividad para

las ondas Rayleigh, con lo cual dispondremos de unos valores iniciales para aplicar los programas para las ondas internas P y SH

- Por último, aplicación a casos observados. El estudio de terremotos de magnitud superior a 6.5 es importante en cualquier estudio sismotectónico de la Península Ibérica, ya que en la zona de Azores -Gibraltar han tenido lugar terremotos de ese tamaño, como los de 1931, 1939, 1941, 1969, 1975 y 1980 (Bufo et al., 1988).

En concreto, la tesis está estructurada de la siguiente forma:

En el Capítulo 1, se muestran los fundamentos teóricos para la obtención de los desplazamientos de las ondas internas, tanto bajo la aproximación de foco puntual como bajo el modelo de fuente con dimensiones. Se incluyen las correcciones que se deben aplicar a dichos desplazamientos, para tener un modelo de Tierra más realista, como son el efecto de la superficie libre y la corrección por la expansión geométrica del frente de ondas. También se incluye el efecto del instrumento. Por último, se citan algunos de los métodos más empleados para la modelización y para la inversión de formas de ondas internas, bajo los dos modelos citados, el de foco puntual y el de fuente con dimensiones.

A continuación, en el Capítulo 2, se introduce el concepto de *función de directividad* para las ondas Rayleigh (LR), explicándose como a partir de esta función se puede determinar la dirección y sentido de la ruptura, así como calcular unos valores iniciales de la longitud y la velocidad de la ruptura. También en este capítulo se define el efecto de directividad para las ondas internas P y SH, viéndose como varían las formas de ondas debido a este efecto.

En el Capítulo 3 se presentan los programas utilizados: los ya existentes, los modificados y los desarrollados en su totalidad en esta tesis. Unos se han empleado para la aproximación de foco puntual y otros para el modelo de fuente con dimensiones considerando falla rectangular como la propuesta por Haskell, tanto para el problema directo como para el problema inverso, describiéndose los aspectos que consideramos más relevantes. En el caso de la resolución del problema inverso, además de mostrar el programa que se ha desarrollado para las ondas Rayleigh, se presenta el desarrollado para las ondas P y SH (INVEDIR) junto con los test que se han realizado para comprobar su viabilidad, para ver la capacidad de calcular los parámetros de la ruptura. También, como se detalla, se han realizado programas para realizar distintas figuras, para aplicaciones como *SAC (Seismic Analysis Code)*, como el programa de cálculo científico *Mathematica v4.1*, o en lenguaje Fortran.

En el Capítulo 4 se realiza un estudio minucioso de la influencia del efecto de directividad en la forma de ondas P y SH, así como de cuales son las dimensiones mínimas necesarias para considerar el efecto de directividad, para que no sea válida la aproximación de foco puntual, por medio del estudio de una serie de casos teóricos. En concreto, se intenta determinar cual debe ser la longitud mínima de la fractura, comprobándose que no resulta sencillo dar un valor independiente de la velocidad de la ruptura, ya que los dos parámetros están muy unidos. Como resultado del estudio se ha encontrado que un valor mínimo de dicha longitud rondaría los 15-20 km, para los valores más probables de la velocidad de ruptura.

Una vez resuelto los problemas directo e inverso, se pasa en los capítulos siguientes a aplicar los diversos algoritmos a casos reales, a terremotos de magnitud $m_b \geq 6.5$ que puedan presentar el efecto de directividad. En concreto, se ha aplicado a dos terremotos que tienen un mecanismo de falla de desgarre, ya que este tipo de mecanismo se suele observar en la falla Azores-Gibraltar, de gran importancia dentro de la actividad sísmica en el sur de la Península.

Así, en el Capítulo 5 se muestra el estudio del proceso de ruptura del terremoto ocurrido el 16 de Febrero de 1998 en la Dorsal Atlántica ($M_W = 6.8$), en concreto en la fractura de Gibbs. En primer lugar, se ha determinado la dirección, sentido, dimensiones y velocidad de la ruptura, a partir de la función de directividad para las ondas LR. Los parámetros calculados se han empleado en la inversión de las formas de ondas P y SH registradas a distancias telesísmicas, bajo un modelo de fuente extensa, empleando el programa INVEDIR. Los resultados obtenidos se comparan con los correspondientes al modelo de foco puntual, a fin de apreciar las diferencias. Para este sismo, el valor de la longitud de la fractura está cercano a los valores límites para los cuales se puede detectar el efecto de directividad, constituyendo una buena aplicación del estudio teórico desarrollado en el Capítulo 4.

En el Capítulo 6 se presenta el estudio para el caso del terremoto del 17 de Agosto de 1999 de Izmit (Turquía), con una magnitud $M_w = 7.6$. Este terremoto presenta la ventaja de que sus parámetros son conocidos, ya que causó ruptura en superficie, pudiéndose comparar los resultados obtenidos en el presente estudio con las observaciones sobre el terreno y con los estudios de otros autores. El método seguido es similar al del terremoto de la Dorsal Atlántica: se ha determinado los parámetros de la ruptura a partir de la función de directividad de las ondas LR, tomándolos como valores iniciales en la inversión de ondas internas P y SH bajo el modelo de fuente con dimensiones. Tanto la profundidad como la orientación del plano de falla, se han determinado bajo la aproximación de foco puntual.

En ambos casos, se analizan los resultados obtenidos, viéndose que están de acuerdo con la tectónica de la zona y se comparan con los resultados de otros estudios.

Por último en el Capítulo 7 se muestran las principales conclusiones, así como las futuras líneas de investigación a seguir.

Además, se han incluido una serie de apéndices que corresponden a

- Apéndice A: contiene el programa *Cocie2b* para el cálculo y representación de la función de directividad para las ondas LR, tanto la teórica como la observada.

- Apéndice B: en él se muestran las figuras correspondientes al estudio de las dimensiones mínimas de la fractura necesarias para tener en cuenta el efecto de directividad. En dichas figuras se muestran los sismogramas y funciones temporales calculados bajo el modelo de foco puntual y el de foco con dimensiones, con el fin de compararlos.

- Apéndice C: contiene las figuras correspondientes al estudio de la función de directividad para las ondas LR, para el terremoto del 16 de Febrero de 1998 en la Dorsal Atlántica. En estas figuras se presentan los desplazamientos y espectros de amplitudes de la onda LR para cada estación, así como las funciones de directividad observada y calculada para cada pareja de estaciones seleccionadas.

- Apéndice D: se muestran figuras similares a las del apéndice anterior, pero correspondientes al terremoto de Izmit (Turquía) del 17 de Agosto de 1999.

Capítulo 1

Estudio de formas de onda. Ondas internas.

1.1 Introducción

El estudio de las formas de onda es uno de los métodos más empleados en el análisis del proceso de ruptura de un terremoto. En líneas generales, este método nos permite calcular las componentes del tensor momento sísmico M_{ij} y a partir de éstas, podemos estudiar si el mecanismo del terremoto se ajusta a un modelo de doble par de fuerzas, el tanto por ciento que no correspondería a dicho modelo, la función temporal de la fuente, es decir, como se ha liberado la energía a lo largo del tiempo y el momento sísmico escalar.

Básicamente, el estudio consiste en comparar los sismogramas observados en una serie de estaciones con los correspondientes sismogramas calculados o sintéticos para un modelo teórico, realizando un ajuste que puede ser desde meramente visual a sofisticados ajustes

numéricos. En el segundo caso, se minimizan las diferencias entre los sismogramas sintéticos y observados mediante un proceso iterativo, normalmente por el método de mínimos cuadrados, aunque también se han desarrollado métodos no lineales. En dicho proceso, las variables que definen la forma del sismograma irán convergiendo hacia la mejor solución. Las formas de onda más usadas son las ondas internas, sobre todo P y SH.

Pero ¿cuales son esas variables? ¿De que depende la forma de un sismograma? La respuesta no es sencilla, son muchos los parámetros que entran en juego, siendo unos de evaluación más compleja que otros. Fundamentalmente, la forma depende de la fuente, de la propagación en el medio y del instrumento. En algunos casos, hay que añadir un efecto de sitio que puede perturbar la forma de onda. Cada uno de estos factores puede ser modelado matemáticamente y también puede ser aislado para su estudio detallado.

En concreto la propagación, llamada a veces *función de transferencia de la Tierra*, es de difícil evaluación, a no ser que se utilicen registros de ondas internas a distancias telesísmicas ($30^\circ < \Delta < 90^\circ$). En este caso, la región de mayor influencia en el recorrido es el manto inferior, de estructura mucho más sencilla y homogénea que la corteza y que el manto superior y por tanto este efecto puede ser fácilmente aislado.

El sismograma $s(t)$ correspondiente a una estación, se puede expresar como la convolución de tres términos: el desplazamiento en la estación $u(t)$, la atenuación en el medio $g(t)$ y la respuesta del instrumento $i(t)$ (figura 1.1)

$$s(t) = u(t) * g(t) * i(t) \quad (1.1)$$

En el dominio de las frecuencias, la ecuación anterior queda en la forma

$$S(\omega) = U(\omega)G(\omega)I(\omega) \quad (1.2)$$

Analicemos a continuación cada uno de estos términos, como se expresan y como dependen de las distintas variables.

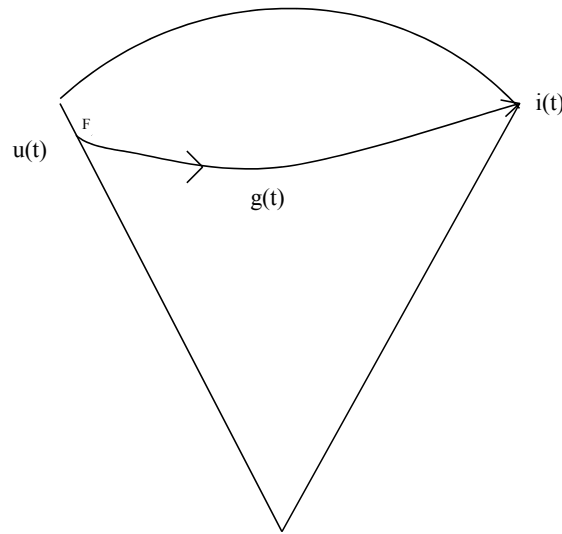


Fig. 1.1 Elementos usados en la elaboración del sismograma sintético.

1.2 Desplazamientos

Si consideramos la Tierra como un medio elástico homogéneo e isótropo, los desplazamientos elásticos para las ondas internas se pueden expresar de distintas maneras. Si no queremos realizar ninguna hipótesis sobre el tipo de fuente, para tener una expresión más general, resulta muy útil emplear el tensor momento sísmico M_{ij} y el tensor densidad de momento por unidad de volumen o de superficie m_{ij} (Jost y Herrmann, 1989), relacionados por

$$M_{ij} = \int_V m_{ij} dV = \int_{\Sigma} m_{ij} dS \quad (1.3)$$

El tensor momento, representa los esfuerzos que están directamente relacionados con los desplazamientos no elásticos que ocurren en la fuente del terremoto. Por tanto está definido sólo en la región focal (de volumen V y superficie Σ), siendo nulo fuera de ella.

Los desplazamientos u_n fuera de la región focal, se expresarían

$$u_n = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} m_{ij} G_{ni,j} dS \quad (1.4)$$

donde también aparecen las derivadas $G_{ni,j}$ de la función de Green, la cual representa el efecto de la propagación en el medio y la integral en el tiempo τ (Udías, 1999).

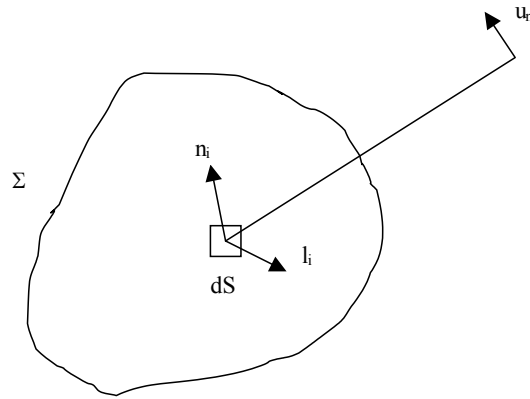


Fig. 1.2 Desplazamientos fuera de la región focal producidos por una fractura

Otra forma de expresar los desplazamientos (figura 1.2), también para un tipo general de fuente y un medio isótropo y homogéneo, es mediante la dislocación Δu

$$u_n = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} \Delta u [\lambda l_k n_k \delta_{ij} + \mu (l_i n_j + l_j n_i)] G_{ni,j} dS \quad (1.5)$$

siendo λ y μ los parámetros de Lamé. Los vectores \mathbf{n} y \mathbf{l} dan la orientación de la superficie Σ y del vector deslizamiento $\Delta \mathbf{u}$: \mathbf{l} indica la dirección de la dislocación estando contenido en el plano de fractura y \mathbf{n} es la normal al plano Σ . En concreto, para una fractura de cizalla (se cumple que $\mathbf{n} \cdot \mathbf{l} = 0$), representada mediante el modelo del *doble par de fuerzas* sin momento resultante (1.3), tendríamos que la ecuación (1.5) queda en la forma

$$u_n = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} \Delta u \mu (l_i n_j + l_j n_i) G_{ni,j} dS \quad (1.6)$$

Sustituyendo las derivadas de la función de Green considerando campo lejano, es decir, tomando sólo los términos con potencia de r^{-1} y no superior, se obtiene

$$u_n(r, t) = \frac{\mu}{4\pi\rho c^3} \int_{\Sigma} \frac{R(n_j, l_j, \gamma_j)}{r} \Delta \dot{u} \left(\xi_i, t - \frac{r}{c} \right) dS \quad (1.7)$$

donde u_n representa el desplazamiento para la onda P o S, ρ la densidad en la región focal, c la velocidad de la onda y r es la distancia a lo largo del rayo desde el punto de observación al punto de la fuente ξ_i donde se tiene la dislocación Δu . Es importante resaltar que, como

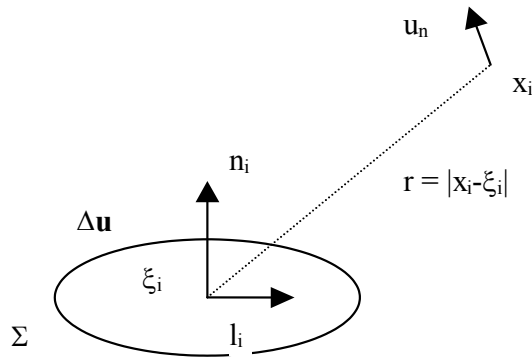


Fig. 1.3 Desplazamiento u_n a distancia r debido a una fractura de cizalla.

podemos ver en la ecuación, los desplazamientos elásticos dependen de la derivada temporal de la dislocación $\Delta \dot{u}$, lo cual indica que la fuente radia energía elástica sólo mientras se tiene el desplazamiento relativo de los dos lados de la fractura, cesando cuando se paran.

$R(n_j, l_j, \gamma_j)$ es el patrón de radiación que depende de la orientación de la fuente (\mathbf{n} y \mathbf{l}) y de la posición del punto de observación (γ_j representa los cosenos directores de la dirección \mathbf{r}). Respecto al sistema de ejes geográficos, γ_j se puede expresar en función del acimut del punto de observación ($\phi_{estación}$) y en función del ángulo de incidencia en el foco i_h , mientras que \mathbf{n} y \mathbf{l} se pueden poner en función de los ángulos que dan la orientación del plano de falla: el acimut ϕ_{falla} , el buzamiento δ y del ángulo de deslizamiento λ . Así, el patrón de radiación se puede calcular, según se trate de una onda P, SV o SH, bajo este modelo del doble par de fuerzas como (Aki y Richards, 1980)

$$\begin{aligned} R^P(\phi, i_h) &= s_R(3 \cos^2 i_h - 1) - q_R \sin 2i_h - p_R \sin^2 i_h \\ R^{SV}(\phi, i_h) &= \frac{3}{2} s_R \sin 2i_h + q_R \cos 2i_h + \frac{1}{2} p_R \sin 2i_h \\ R^{SH}(\phi, i_h) &= -q_L \cos i_h - p_L \sin i_h \end{aligned} \quad (1.8)$$

con

$$\begin{aligned} s_R &= \sin \lambda \sin \delta \cos \delta \\ q_R &= \sin \lambda \cos 2\delta \sin \phi + \cos \lambda \cos \delta \cos \phi \\ p_R &= \cos \lambda \sin \delta \sin 2\phi - \sin \lambda \sin \delta \cos \delta \cos 2\phi \\ q_L &= -\cos \lambda \cos \delta \sin \phi + \sin \lambda \cos 2\delta \cos \phi \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$p_L = \sin \lambda \sin \delta \cos \delta \sin 2\phi + \cos \lambda \sin \delta \cos 2\phi$$

siendo ϕ el ángulo entre la traza de la falla y la estación medido en el foco ($\phi = \phi_{falla} - \phi_{estación}$).

Volviendo al término $\Delta \dot{u}$, contiene la historia temporal de la fuente, la información sobre el proceso de ruptura, por lo que recibe el nombre de *función temporal*. Influye en gran medida en la forma del sismograma al proporcionar la dependencia temporal de los desplazamientos, siendo además difícil de evaluar, por lo que se hace necesario realizar aproximaciones. Entre éstas, la más utilizada consiste en considerar foco puntual, pero en muchos casos no resulta suficiente y hay que tener en cuenta las dimensiones de la fuente. A continuación se describen brevemente estas dos aproximaciones.

1.2.1 Aproximación de foco puntual

Si la distancia desde la fuente al punto de observación es grande ($r \gg \Sigma$) y las longitudes de onda también son grandes, se puede realizar la aproximación de foco puntual, es decir, se puede suponer que la energía es liberada desde un único punto, el foco o hipocentro. Bajo esta aproximación, la ecuación (1.7) se puede expresar como

$$u_n(r, t) = \frac{\mu S}{4\pi \rho c^3 r} R(\phi, i_h) \Delta \dot{u} \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1.10)$$

La función temporal $\Delta \dot{u}$ se puede representar de distintas maneras, siendo la más sencilla a través de un impulso en el tiempo (figura 1.4 (a)) y a través de una función escalón (b). En los dos casos, dicha función alcanza su valor máximo de una forma instantánea.

Una representación más realista, muy utilizada, consiste en una función para la cual la velocidad de la dislocación aumenta linealmente desde cero hasta un valor máximo, decreciendo hasta cero tras un tiempo τ llamado tiempo de formación (*rise time*). Este tiempo sería el necesario para que una sola partícula de la fractura alcance su desplazamiento final. Es el caso de la función triangular (figura 1.4 (c)) y el de la función trapezoidal (d), siendo la duración en esta última mayor. Para representar fuentes complejas se pueden considerar varios triángulos de diferentes alturas que se solapan en $\tau/2$, como se muestran en la figura 1.5, de manera que podemos representar una mayor o menor liberación de energía en cada

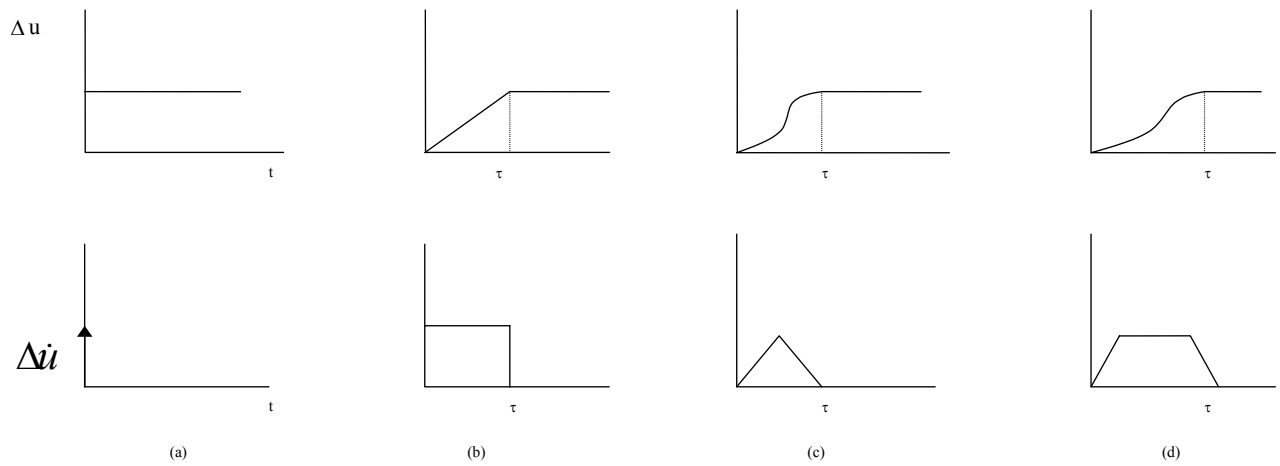


Fig. 1.4 Modelos para la función temporal Δu y su relación con la dislocación $\Delta u(t)$: (a) función impulsiva; (b) función rectangular de duración τ ; (c) función triangular de duración τ ; (d) función trapezoidal de duración τ . (Udías, 1999).

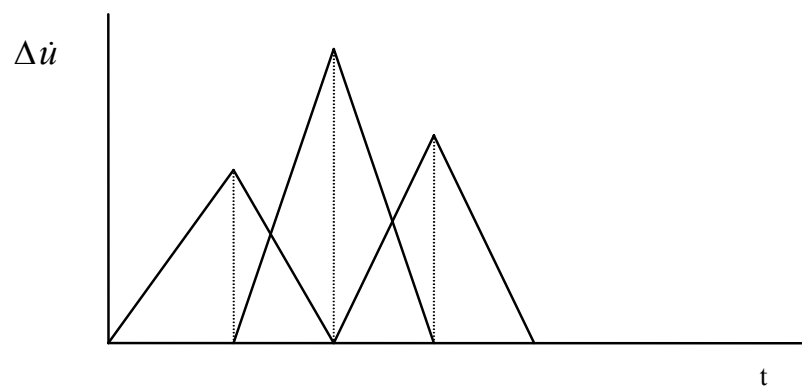


Fig. 1.5 Ejemplo de función temporal compleja.

instante o incluso paradas en el proceso de ruptura. Pero en cualquier caso, tendríamos la historia temporal del desplazamiento de una sola partícula del plano de falla.

La función temporal se puede separar en dos términos: uno constante (Δu) y otro dependiente del tiempo, el cual se suele representar como $f\left(t - \frac{r}{c}\right)$, recibiendo también el nombre de función temporal (en inglés *source time function* o *STF*)

$$\Delta \dot{u}\left(t - \frac{r}{c}\right) = \Delta u f\left(t - \frac{r}{c}\right) \quad (1.11)$$

Así, la expresión de los desplazamientos quedaría

$$u_n(r, t) = \frac{M_0}{4\pi\rho c^3 r} R(\phi, i_h) f\left(t - \frac{r}{c}\right) \quad (1.12)$$

donde M_0 es el momento sísmico escalar que viene dado por

$$M_0 = \mu S \Delta u \quad (1.13)$$

Pero además, es necesario tener en cuenta las fases reflejadas en la superficie libre de la Tierra al elaborar el sismograma sintético, para lo cual se utiliza la teoría de rayos generalizados (Langston y Helmberger, 1975). En el caso de la onda P, las llegadas más importantes son P, pP y sP, mientras que para la onda S las llegadas son S, sS y pS. Así los desplazamientos consistirán en tres pulsos espaciados la diferencia de tiempos de llegada (figura 1.6). Esta diferencia en los tiempos de llegada puede utilizarse para un mejor ajuste de la profundidad. La amplitud de cada pulso depende del patrón de radiación y de los coeficientes de reflexión en la superficie. Si para la región de la fuente hay grandes contrastes en el modelo de corteza (por ejemplo, una capa de agua), se deben considerar además reverberaciones, que pueden variar significativamente la amplitud relativa de los impulsos.

Teniendo en cuenta las fases reflejadas, la componente vertical del desplazamiento para la onda P se puede expresar

$$\begin{aligned} u_z^P(r, t) = & \frac{M_0}{4\pi\rho\alpha^3 r} [R^P(\phi, i_h) f(t - r/\alpha) + \\ & + R^P(\phi, \pi - i_h) V_{pP} f(t - r/\alpha - \Delta t_{pP}) + R^{SV}(\phi, \pi - j_h) V_{sP} f(t - r/\alpha - \Delta t_{sP})] \end{aligned} \quad (1.14)$$

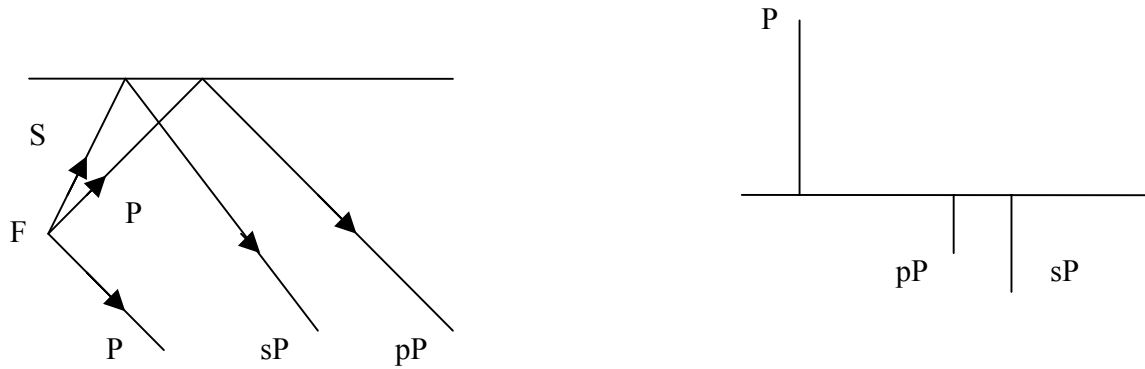


Fig. 1.6 Ejemplo de reflexiones en la superficie libre para la onda P

donde j_h es el ángulo de incidencia en el foco para la onda S y V_{pP} y V_{sP} son los correspondientes coeficientes de reflexión en la superficie libre, los cuales se expresan como

$$V_{pP} = \frac{4rs - (1 + 3r^2)^2}{4rs + (1 + 3r^2)^2} \quad (1.15)$$

$$V_{sP} = \frac{-4s(1 + 3r^2)}{4rs + (1 + 3r^2)^2} \quad (1.16)$$

con $r = \cot i_o$ y $s = \cot j_o$, siendo i_o y j_o los ángulos de incidencia en la superficie libre para las ondas P y S respectivamente. La diferencia entre los tiempos de llegada de la onda directa y las reflejadas viene dada por Δt_{pP} y por Δt_{sP} , que dependen de la profundidad del terremoto y de la distancia entre la fuente y la estación

$$\Delta t_{pP} = \frac{2h \cos i_h}{\alpha_h} \quad (1.17)$$

$$\Delta t_{sP} = h \left(\frac{\cos j_h}{\beta_h} + \frac{\cos i_h}{\alpha_h} \right)$$

expresiones obtenidas bajo la aproximación de que los rayos directo y reflejados tienen el mismo parámetro.

De forma análoga, para la onda SH tendríamos sólo dos términos, los correspondientes a la onda directa y a la reflejada sS

$$u^{SH}(r, t) = \frac{M_0}{4\pi\rho\beta^3r} [R^{SH}(\phi, i_h) f(t-r/\beta) + R^{SH}(\phi, \pi-i_h) V_{sS} f(t-r/\beta-\Delta t_{sS})] \quad (1.18)$$

donde

$$V_{sS} = \frac{4rs - (1 + 3r^2)^2}{4rs + (1 + 3r^2)^2} \quad (1.19)$$

$$\Delta t_{sS} = \frac{2h \cos i_h}{\beta_h} \quad (1.20)$$

Por tanto, las ecuaciones (1.14) y (1.18) representarán los desplazamientos de las ondas P y SH para un modelo de foco puntual, habiendo incluido el efecto de la superficie libre de la Tierra.

1.2.2 Foco con dimensiones

El considerar una fuente puntual, es aceptable en terremotos de magnitud pequeña y media ($m \leq 6$); sin embargo, en el caso de terremotos de magnitud grande, es más realista suponer un foco extenso. Veamos como se replantea en este caso las ecuaciones anteriores.

Consideremos el caso de una fractura de cizalla, con una fuente de superficie Σ sobre la cual se propaga la dislocación $\Delta u(\xi_i)$ con velocidad constante v_r en una dirección, desde el origen ($\xi_i = 0$) hasta un punto final a distancia L (Aki y Richards, 1980), sin hacer ninguna hipótesis acerca de la geometría de la fractura, tal como se representa en la figura 1.7.

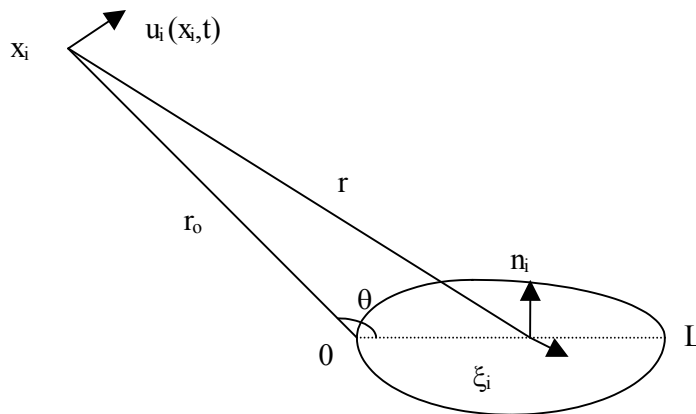


Fig. 1.7 Propagación de la dislocación en una fuente con dimensiones.

En estas condiciones, los desplazamientos elásticos para la onda P o S para un medio infinito, homogéneo e isótropo en el campo lejano y en un punto de coordenadas x_i a distancia $r = |x_i - \xi_i|$, vendrán dados por la ecuación (1.7). Las diferencias que introduce la aproximación de foco con dimensiones, respecto a la aproximación de foco puntual, radican en la dependencia temporal, es decir en la integral

$$\int_{\Sigma} \Delta \dot{u} \left(\xi_i, t - \frac{r}{c} \right) dS \quad (1.21)$$

Mediante un desarrollo en serie de Taylor en torno al valor r_o , la distancia r se puede expresar

$$r = r_o + \xi_i \frac{\partial r}{\partial \xi_i} + \frac{1}{2} \xi_i^2 \frac{\partial^2 r}{\partial \xi_i^2} + \dots \quad (1.22)$$

Tomando sólo el término de primer orden de ξ_i y teniendo en cuenta que

$$\frac{\partial r}{\partial \xi_i} = -\gamma_i \quad (1.23)$$

representando γ_i los cosenos directores de la dirección \mathbf{r} , quedaría

$$r = r_o - \xi_i \gamma_i \quad (1.24)$$

Así, el desplazamiento en el campo lejano para esta aproximación se expresaría

$$u_n(x_k, t) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi \rho c^3 r_o} \int_{\Sigma} \Delta \dot{u} \left(\xi_i, t - \frac{r_o - \xi_i \gamma_i}{c} \right) dS \quad (1.25)$$

La transformada de Fourier de la ecuación anterior viene dada por

$$U(\omega) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi \rho c^3 r_o} \int_{\Sigma} ds \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta \dot{u}(t) \exp \left[-i\omega \left(t - \frac{r_o - \xi_i \gamma_i}{c} \right) \right] dt \quad (1.26)$$

Teniendo en cuenta que la transformada de Δu es

$$\Delta U(\omega) = \mu \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta u(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.27)$$

y que la transformada de $\Delta \dot{u}(t)$ es $i\omega \Delta U(\omega)$, nos quedará

$$U(\omega) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi \rho c^3 r_o} e^{i\omega r_o/c} \int_{\Sigma} i\omega \Delta U(\omega, \xi_i) e^{-i\omega \xi_i \gamma_i/c} dS \quad (1.28)$$

donde podemos ver que la transformada de los desplazamientos elásticos $U(\omega)$ tiene la forma de una transformada espacial sobre el plano de falla de la transformada de la dislocación $\Delta U(\omega)$.

Si la dependencia temporal de la dislocación tiene la forma de una función escalón $\Delta u(t, \xi_i) = \Delta u(\xi_i) H(t)$, su transformada es $\Delta u(\xi_i)/(i\omega)$ y tendríamos

$$U(\omega) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi \rho c^3 r_o} e^{i\omega r_o/c} \int_{\Sigma} \Delta u(\xi_i) e^{-i\omega \xi_i \gamma_i/c} dS \quad (1.29)$$

Tomando el límite para bajas frecuencias, cuando ω tiende a cero, obtenemos

$$U(0) \simeq \mu \int_{\Sigma} \Delta u(\xi_i) dS \simeq \mu \Delta \bar{u} S \simeq M_0 \quad (1.30)$$

Por tanto, para frecuencias bajas, el espectro de amplitudes de los desplazamientos de las ondas sísmicas, es proporcional al momento sísmico escalar. Para frecuencias altas, a medida que éstas tienden a infinito el espectro tiende a cero, de una forma u otra según como sea la dependencia temporal de la dislocación.

En general, para una fuente con dimensiones finitas, el espectro de amplitudes $U(\omega)$ es constante para el rango de bajas frecuencias y comienza a decrecer desde cierta frecuencia, la cual es inversamente proporcional a las dimensiones de la fuente. La envolvente del espectro para frecuencias altas decae como $\omega^{-\varepsilon}$, donde ε toma valores entre cero y tres, normalmente dos (Aki, 1967). Como hasta ahora no hemos especificado la forma de la fuente, estos resultados son válidos para todas las fuentes con dimensiones en las que la dislocación comienza a cero y termina con un valor constante.

Uno de los modelos más utilizados de fuente con dimensiones es el propuesto por Haskell, consistente en una falla rectangular de longitud L y anchura W en la que la dislocación Δu se propaga sólo en la dirección de L con velocidad constante v_r , llamada velocidad de ruptura (Haskell, 1964). Si la ruptura se propaga en un sólo sentido se habla de fractura unilateral y si se propaga en los dos tendremos una fractura bilateral.

Consideremos el caso de fractura unilateral: la dislocación Δu se propaga a velocidad constante v_r desde el origen ($\xi = 0$) hasta un punto final a distancia L (figura 1.8). Supongamos además que la velocidad de ruptura es menor que la de la onda ($v_r < c$, fracturas

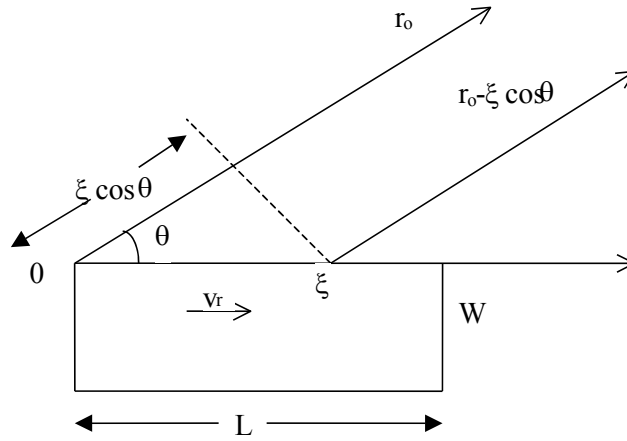


Fig. 1.8 Modelo de falla rectangular de Haskell. Fractura unilateral.

subsónicas). La coordenada a lo largo de L es ξ , con origen en uno de los extremos de la falla y Δu tiene sólo una componente. Entonces el desplazamiento en el campo lejano, para las ondas P o S, vendrá dado en cada instante t por el desplazamiento causado por los rayos que salen de cada punto de la falla alcanzado por el frente de ruptura. La dirección r queda definida por el coseno director $\gamma = \cos \theta$, con lo cual la expresión (1.25) quedaría

$$u_n(x_k, t) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi \rho c^3 r_o} W \int_0^L \Delta \dot{u} \left(\xi, t - \frac{r_o - \xi \cos \theta}{c} \right) d\xi \quad (1.31)$$

Si la distancia r_o a la que se encuentra la estación es $r_o \gg L$, entonces el rayo que procede del punto en el que se origina la ruptura emplea un tiempo r_o/c en alcanzarla, mientras que el que procede de un punto a distancia ξ del origen tarda en llegar un tiempo

$$\frac{\xi}{v_r} + \frac{r_o - \xi \cos \theta}{c} = \frac{r_o}{c} + \frac{\xi}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \quad (1.32)$$

Así el desplazamiento en el dominio del tiempo se puede expresar como

$$u_n(x_k, t) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi c^3 \rho r_o} W \int_0^L \Delta \dot{u} \left[t - \frac{r_o}{c} - \frac{\xi}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \right] d\xi \quad (1.33)$$

En cuanto al espectro de amplitudes para este modelo, la transformada de Fourier de los desplazamientos de la ecuación anterior viene dada por

$$U(x_k, \omega) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi c^3 \rho r_o} W \int_0^L d\xi \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta \dot{u}(t-d) e^{-i\omega(t-d)} dt \quad (1.34)$$

donde se ha tomado

$$d = \frac{r_o}{c} + \frac{\xi}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \quad (1.35)$$

Si tenemos en cuenta que, llamando $\Delta U(\omega)$ a la transformada de $\Delta u(t)$, la transformada de $\Delta \dot{u}(t)$ es $i\omega \Delta U(\omega)$ y la de $\Delta u(t-d)$ es $\Delta U(\omega) e^{-i\omega d}$ podemos poner

$$U(x_k, \omega) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi c^3 \rho r_o} W i\omega \Delta U(\omega) e^{-i\omega r_o/c} \int_0^L e^{-i\omega \xi \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right)} d\xi \quad (1.36)$$

Una vez evaluada la integral según Udías (1999), llegamos a

$$U(x_k, \omega) = \frac{\mu R(n_j, l_j, \gamma_j)}{4\pi c^3 \rho r_o} W L \omega \Delta U(\omega) \frac{\text{sen } X}{X} e^{-i\left(\frac{\omega r_o}{c} - X - \frac{\pi}{2}\right)} \quad (1.37)$$

donde

$$X = -\frac{\omega L}{2c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \quad (1.38)$$

Como podemos observar en la ecuación (1.37), la forma del espectro de amplitudes como función de la frecuencia, depende por un lado del cociente $\frac{\text{sen } X}{X}$ y por otro de la forma que tenga $\Delta U(\omega)$. El primer factor tiende a la unidad al tender a cero ω (bajas frecuencias) y para las frecuencias altas su envolvente decae como $1/\omega$ (figura 1.9).

En cuanto a la influencia del factor $\Delta U(\omega)$, si la función $\Delta u(t)$ tiene la forma de una función escalón de Heaviside, entonces el espectro es proporcional al momento sísmico a

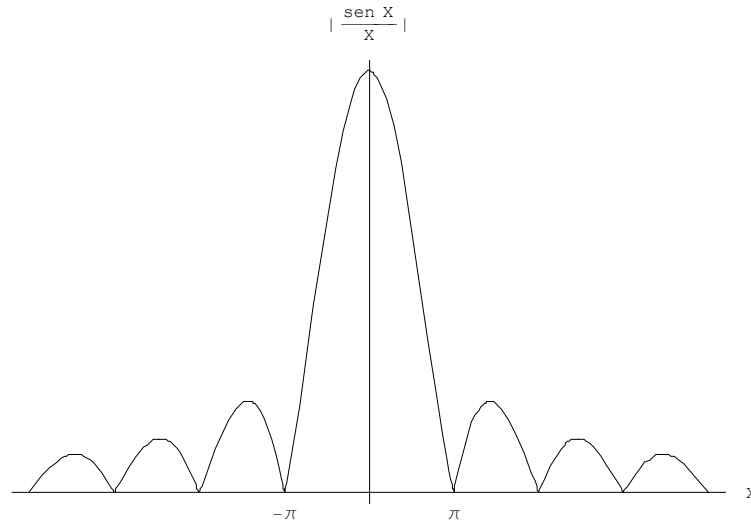


Fig. 1.9 Función $\left| \frac{\text{sen } X}{X} \right|$

frecuencias bajas y decrece como $1/\omega$ para las altas frecuencias, como vimos para el caso general de foco con dimensiones.

Pero en el modelo de Haskell la función temporal $\Delta \dot{u}(t)$ tiene forma de trapecio, ya que es el resultado de considerar que la dislocación emplea en cada punto de la falla un tiempo τ_r (tiempo de subida) en alcanzar su valor máximo y que el proceso de ruptura dura un tiempo finito τ_c , relacionado con la longitud de la fractura y con la velocidad con que ésta se propaga (figura 1.10).

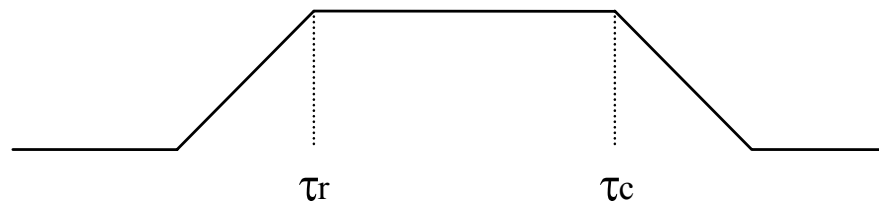


Fig. 1.10 Función temporal para el modelo de falla rectangular de Haskell.

Al considerar el tiempo de formación (subida) τ_r , si representamos el espectro con respecto al logaritmo de la frecuencia, su forma es plana para bajas frecuencias (también proporcional al momento sísmico) y desde una cierta frecuencia ω_c , llamada frecuencia de esquina, su envolvente decrece con pendiente $1/\omega^2$.

Dicha frecuencia de esquina está relacionada con las dimensiones de la fuente, encontrando un estudio detallado de ella en Savage (1972). Savage encontró que, para un modelo bilateral de fractura con forma exponencial para $\Delta u(t)$ y tomando $v_r = 0.9\beta$, el espectro de amplitudes presenta dos cambios a unas frecuencias ω_1 y ω_2 , teniéndose también una frecuencia de esquina ω_c . Para frecuencias entre cero y ω_1 el espectro es plano; entre ω_1 y ω_2 decrece como $1/\omega$ y para frecuencias mayores que ω_2 decrece como $1/\omega^2$. La frecuencia ω_c se define por la intersección de la parte plana y la parte que decae como $1/\omega^2$ (figura 1.11).

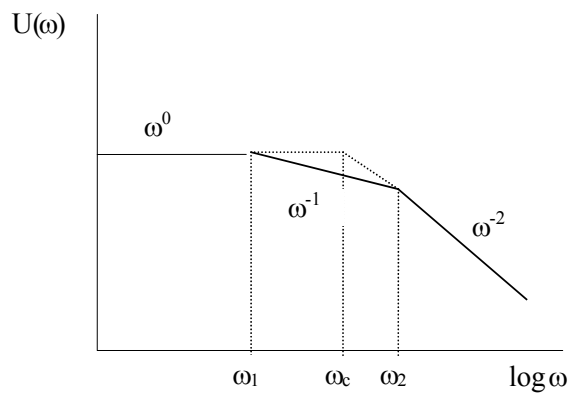


Fig. 1.11 Espectro de amplitudes de ondas sísmicas según el modelo de Savage.

Para las ondas P y S estas frecuencias vienen dadas por (Savage, 1972)

onda P	onda S
$\omega_1 = \frac{\alpha}{2L}$	$\omega_1 = \frac{3.6\beta}{L}$
$\omega_2 = \frac{2.4\alpha}{W}$	$\omega_2 = \frac{4.1\beta}{W}$
$\omega_c^2 = \frac{2.9\alpha^2}{LW}$	$\omega_c^2 = \frac{14.8\beta^2}{LW}$

La frecuencia de esquina de la onda P es siempre más baja que la de la onda S. A partir de la frecuencia de esquina, se puede determinar las dimensiones de la fractura mediante

$$\sqrt{LW} = \frac{1.7\alpha}{\omega_c^P} = \frac{3.8\beta}{\omega_c^S} \quad (1.39)$$

La diferencia entre ω_1 y ω_2 depende de la relación entre L y W . Si $W \ll L$, es decir la falla es estrecha y alargada, entonces la diferencia es grande, pero si $W \approx L$, las tres frecuencias prácticamente coinciden.

El tiempo de ruptura τ_c se puede obtener como la diferencia entre los tiempos de llegada a una estación de los rayos que parten de los puntos inicial y final de la fractura de longitud L , es decir

$$\tau_c = \left[\frac{L}{v_r} + \left(\frac{r_o - L \cos \theta}{c} \right) \right] - \left(\frac{r_o}{c} \right) = \frac{L}{v_r} - \frac{L \cos \theta}{c} \quad (1.40)$$

Vemos así que el tiempo que dura la ruptura no es el mismo para todas las estaciones, ya que depende de la orientación de cada una respecto a la dirección de propagación de la ruptura, es decir del ángulo θ , efecto conocido como *directividad*. En realidad esta diferencia es *aparente*, ya que el proceso de ruptura no varía según la estación de registro considerada sino que es una característica de la fuente, la cual es única y por tanto común a todas ellas. Se trata de un efecto que aparece al considerar las dimensiones de la fractura, ya que ahora los rayos no parten de un único punto sino de una serie de puntos infinitamente próximos situados a lo largo de la dirección de propagación de la ruptura.

De la misma manera que vimos para foco puntual, la expresión de los desplazamiento debe incluir las fases reflejadas en la superficie libre, las cuales tendrán la misma forma para foco con dimensiones que para la aproximación de foco puntual.

1.2.3 Correcciones a los desplazamientos.

La expresión (1.7) y las expresiones que de ella se derivan, para foco puntual y con dimensiones, proporciona los desplazamientos en el campo lejano para un medio elástico, homogéneo e isótropo. Para un modelo de Tierra más realista, es necesario realizar dos correcciones: una por el efecto de la superficie libre y otra por la expansión geométrica del frente de ondas.

La corrección por el efecto de la superficie libre para una onda P incidente, viene dada en función del ángulo de incidencia i_0 en el foco por (Deschamps et al., 1980)

$$C_z(i_0) = \frac{2 \cos i_0 \cos 2j_0}{D} \quad (1.41)$$

y para una S por

$$C_r(i_0) = \frac{2 \cos j_0 \cos 2j_0}{D} \quad (1.42)$$

siendo i_0 y j_0 los ángulos de incidencia en la superficie libre de las ondas P y S respectivamente, de manera que si llamamos α y β a las velocidades de estas ondas

$$\text{sen } j_0 = \beta/\alpha \text{ sen } i_0 \quad (1.43)$$

además

$$D = \cos^2 2j_0 + (\beta^2/\alpha^2) \text{sen} 2i_0 \text{sen} 2j_0 \quad (1.44)$$

Por otro lado, la atenuación geométrica expresa la razón entre el flujo de energía en la estación y el flujo emitido en la fuente, por unidad de ángulo sólido. Para una Tierra esférica, se puede calcular en función de la distancia epicentral (Δ) mediante la expresión (Kanamori y Stewart, 1976)

$$g(\Delta) = \sqrt{\frac{\rho_h c_h \text{sen } i_h}{\rho_0 c_0 \text{sen } \Delta \cos i_0} \left| \frac{di_h}{d\Delta} \right|} \quad (1.45)$$

siendo c la velocidad de la onda P o S, i el ángulo de incidencia y ρ la densidad, estos últimos con valores para la estación (0) y para la fuente (h). El desplazamiento en la estación disminuye debido a esta atenuación una cantidad $g(\Delta) r/a$, siendo a el radio terrestre y r la distancia desde el foco a la estación a lo largo del rayo, con lo cual la expresión (1.7) quedaría

$$u_n(r, t) = \frac{\mu R(\phi, i_h)}{4\pi \rho c^3 a} C(i_0) g(\Delta) \int_{\Sigma} \Delta \dot{u} \left(\xi_i, t - \frac{r}{c} \right) dS \quad (1.46)$$

Así, para la aproximación de foco puntual la ecuación que nos proporciona los desplazamientos de la onda P, incluidas todas estas correcciones, viene dada por

$$u^P(r, t) = \frac{M_0}{4\pi \rho \alpha^3 a} C_z(i_0) g(\Delta) [R^P(\phi, i_h) f(t - r/\alpha) + \quad (1.47)$$

$$+R^P(\phi, \pi - i_h) V_{pP} f(t - r/\alpha - \Delta t_{pP}) + \\ +R^{SV}(\phi, \pi - j_h) V_{sP} f(t - r/\alpha - \Delta t_{sP})]$$

y para la onda SH

$$u^{SH}(r, t) = \frac{M_0}{4\pi\rho\beta^3a} C_r(i_0)g(\Delta) [R^{SH}(\phi, i_h) f(t - r/\beta) + \\ +R^{SH}(\phi, \pi - i_h) V_{sS} f(t - r/\beta - \Delta t_{sS})] \quad (1.48)$$

siendo éstas las expresiones que normalmente se utilizan para generar los desplazamientos, de las ondas P y SH, en campo lejano y para foco puntual.

1.3 Atenuación en el medio

A medida que tiene lugar la propagación en el medio, la amplitud del desplazamiento va disminuyendo debido a la atenuación anelástica. Esta disminución de la amplitud es distinta para cada fase, en la forma $e^{-\omega t/2Q}$, siendo Q el factor de atenuación de Futtermann (Futterman, 1962), t el tiempo de recorrido y ω la frecuencia angular. El factor Q aumenta con la profundidad, pero se suele tomar un valor medio para toda la trayectoria del rayo. En el caso de ondas internas, la atenuación anelástica se suele expresar en función del término $t^* = t/Q$, con lo cual la exponencial anterior, en función además de la frecuencia f , quedaría como $e^{-\pi f t^*}$. Para distancias epicentrales entre 30° y 90° , se puede tomar $t^* = 1$ para las ondas P y $t^* = 4$ para las S (Carpenter y Flinn, 1980 ;Langston y Helmberger, 1975), siendo por tanto mayor la atenuación para las ondas S.

La transformada de Fourier de este operador (su función de transferencia) se escribe (Deschamps et al., 1980)

$$G(\omega, t^*) = e^{-\left(\frac{\omega t^*}{2} - i \frac{\omega t^*}{\pi} \log \frac{\omega}{\omega_0}\right)} \quad (1.49)$$

donde ω_0 es una frecuencia de referencia que se suele tomar igual a 2π , aunque el tomar un valor u otro sólo avanza o retarda el sismograma, sin variar su forma.

1.4 Respuesta instrumental

En cuanto a la respuesta instrumental, tercer término que aparece en la ecuación (1.1), es un factor bien conocido y que depende del fabricante. Para el caso de instrumentos digitales, se puede expresar en el dominio frecuencial en términos de la transformada de Laplace en forma de polos y ceros de acuerdo con la ecuación (Scherbaum, 1996)

$$I(\omega) = A_0 D_s \frac{\prod_{j=1}^{N_z} (i\omega - z_j)}{\prod_{j=1}^{N_p} (i\omega - p_j)} \quad (1.50)$$

donde p_j y z_j representan los polos y ceros respectivamente, N_p y N_z el número de polos y ceros, A_0 el factor de normalización y D_s la sensibilidad del instrumento.

Como en la mayoría de los instrumentos la señal registrada suele estar en velocidad, el sismograma $s(t)$ se puede expresar como la convolución de la velocidad del suelo en la estación $\dot{u}(t)$ y la respuesta instrumental en velocidad $i_v(t)$

$$s(t) = \dot{u}(t) * i_v(t) \quad (1.51)$$

y en el dominio de las frecuencias

$$S(\omega) = \dot{U}(\omega) I_v(\omega) \quad (1.52)$$

Al elaborar el sismograma sintético, normalmente se calcula el desplazamiento teórico del suelo y no la velocidad, ya que todas las ecuaciones obtenidas anteriormente son para el desplazamiento $u(t)$ y no la velocidad. En función de la transformada de Fourier del desplazamiento $U(\omega)$, tendremos

$$S(\omega) = i\omega U(\omega) I_v(\omega) \quad (1.53)$$

Aparecen entonces dos opciones:

1.- Trabajar con la respuesta instrumental en desplazamiento $I_d(\omega)$, ya que $i\omega I_v(\omega) = I_d(\omega)$ y entonces

$$S(\omega) = U(\omega) I_d(\omega) \quad (1.54)$$

2.- Integrar el sismograma observado, con lo cual daríamos la respuesta en velocidad

$$S(\omega)/i\omega = U(\omega)I_v(\omega) \quad (1.55)$$

En ambos casos se modelaría una señal proporcional al desplazamiento, pero el segundo método presenta además la ventaja de que se reducen las variaciones rápidas de la señal, teniéndose formas de ondas más sencillas, como podemos apreciar en la figura 1.12.

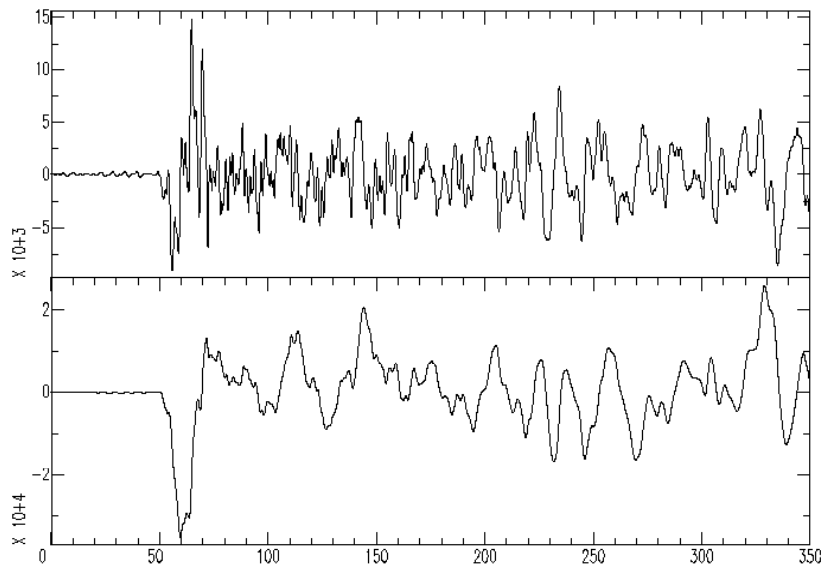


Fig. 1.12 Registros del terremoto de Izmit (Turquía) del 17 de Agosto de 1999 para la estación SSPA ($\Delta = 76^\circ, \phi = 312^\circ$): original en la parte superior e integrado en la inferior.

1.5 Métodos de modelización. Foco puntual y foco con dimensiones.

Bajo la aproximación de foco puntual y doble par de fuerzas, existen diversos métodos numéricos para modelar formas de onda a distancias telesísmicas (Deschamps et al., 1980 ; Helmberger, 1983 ; Nábelek, 1984). En general, mediante estos métodos, se pretende determinar la profundidad del foco, la orientación del plano de falla y también la función temporal de la fuente y el momento sísmico escalar M_0 .

Uno de los más utilizados es el método de Nábelek (1984) que, a grandes rasgos, consiste en un ajuste por mínimos cuadrados de las amplitudes y la forma de los sismogramas observados y sintéticos correspondientes a distintas estaciones. Se trata de un proceso iterativo, siendo necesario partir de unos valores iniciales aproximados, dependiendo en gran medida la bondad de la solución de dichos valores iniciales. El método permite utilizar más de una fuente, con el mismo o diferente mecanismo focal, lo cual puede ser útil para el caso de formas de ondas complejas originadas por grandes terremotos. También presenta la opción de considerar el efecto de directividad, es decir, modelar con la aproximación de foco con dimensiones, estimándose el valor de la velocidad y dirección de la ruptura.

Otro método numérico de modelización es el de Kikuchi Kanamori (1982), el cual se emplea en el caso de formas de ondas complejas y que tiene en cuenta las dimensiones de la fuente al considerar varios eventos. En este método, también mediante un ajuste por mínimos cuadrados de las amplitudes de los sismogramas observados y sintéticos, se determina la función temporal de cada uno de los subeventos cuya superposición origina la compleja forma de onda. Inicialmente, al aplicar este método se tomaba la misma profundidad y el mismo mecanismo focal para todos los subeventos, pero posteriormente el algoritmo ha sido modificado, permitiendo variar estos parámetros (Kikuchi y Kanamori, 1986 ; Kikuchi y Kanamori, 1991).

Bajo el modelo de foco con dimensiones, tenemos diversos métodos para modelar formas de onda, como el ya citado de Nábelek. Algunos tienen como objetivo examinar en detalle la distribución del desplazamiento cosísmico sobre el plano de falla, siendo necesario disponer de una definición previa de la geometría de la fractura (Hartzell y Heaton, 1983 ; Kikuchi y Fukao, 1985 ; Yoshida, 1986 ; Fukuyama e Irikura, 1986 ; Beroza y Spudich, 1988 ; Hartzell, 1989 ; Das y Kostrov, 1990 ; Yagi et al., 1999).

Entre ellos destaca el desarrollado por Hartzell y Heaton (1983), que permite calcular la duración del desplazamiento en cada punto de la falla, obteniendo así una completa representación de la historia temporal de la ruptura. Para ello, la orientación y dimensiones del plano de falla se obtienen por otros métodos, así como la velocidad de ruptura que se mantiene además constante. Este método ha sido aplicado a varios terremotos fuertes, obteniéndose con gran detalle como ha tenido lugar el proceso de ruptura a lo largo del plano de falla (Mendoza y Hartzell, 1988 , 1989; Mendoza, 1993 , 1994).

En los métodos citados, se minimizan las diferencias entre las observaciones y los valores teóricos resolviendo sistemas lineales, por tanto son métodos lineales para la resolución del problema inverso. Pero existen otros métodos que podríamos llamar no lineales, en los que los valores de los parámetros a determinar se perturban al azar en un número grande de tiradas, seleccionando aquellos que proporcionan una diferencia mínima entre los sismogramas observados y los teóricos (Kirkpatrick et al., 1983 ; Hartzell y Liu, 1995 ; Ihmlé, 1996). La ventaja de estos métodos es que se explora un alto número de posibles soluciones, evitando así el ofrecer como solución óptima lo que podría ser una más. Se han desarrollado algoritmos del tipo Monte-Carlo tanto para la aproximación de foco puntual como para la de foco con dimensiones. En el primer caso, se ha puesto de manifiesto que para terremotos con función temporal simple no compensa el empleo de estos métodos frente a los métodos lineales, ya que el tiempo de cálculo es mucho mayor. Sin embargo, para la aproximación de foco con dimensiones, se obtienen en general mejores resultados que con otros métodos (Vaillant, 1998). En el Capítulo 4 se describirá con más detalle uno de ellos.

Capítulo 2

Directividad

Como hemos visto en el capítulo anterior, las dimensiones de la fuente influyen en la forma del sismograma. Si la región de fractura es pequeña, es suficiente la aproximación de foco puntual, pero en caso contrario hay que tener en cuenta sus dimensiones, apareciendo el efecto de directividad ya citado y que en este capítulo se tratará con más detalle. Este efecto es más relevante en las ondas superficiales que en las internas, al ser menor su velocidad de fase.

2.1 Ondas superficiales. Función de directividad

La influencia de las dimensiones de la fuente en los desplazamientos en el campo lejano para las ondas Rayleigh (LR), se puede estudiar de manera aislada mediante la llamada *función de directividad*, definida como el cociente de amplitudes espectrales de la componente vertical de las ondas correspondientes a rayos que salen de la fuente en direcciones opuestas (Ben Menahem, 1961). El modelo de fractura considerada es el de falla rectangular de longitud L y anchura W , representando el proceso de ruptura mediante una línea de fuentes

puntuales que se mueven en una dirección con velocidad v_r , radiando energía al propagarse. Analicemos a continuación, la forma de esta función de directividad para distintos tipos de fracturas.

Para el caso de una falla vertical de desgarre, la línea de fuentes está orientada en la dirección vertical con la anchura W y se propaga en la dirección de L . En la figura 2.1 se muestra este caso, siendo Z la dirección vertical, X la dirección de propagación de la ruptura y S representa una estación situada a una distancia epicentral r , (medida desde el punto en que se origina la ruptura) formando un ángulo θ con la dirección de la ruptura.

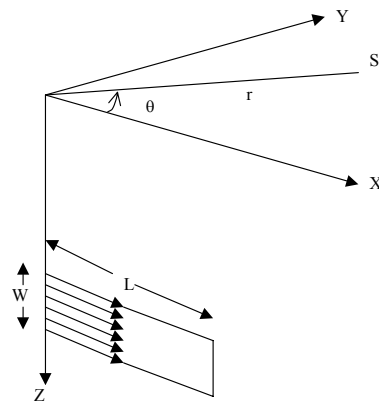


Fig. 2.1 Modelo de línea de fuentes puntuales para el caso de falla de desgarre.

El desplazamiento para este modelo, se obtiene sumando los desplazamientos causados por cada fuente puntual a medida que se desplace en la dirección X . Para ello, hay que realizar una doble integral del desplazamiento causado por una fuente puntual: en una se varía la profundidad desde h (profundidad de la fuente más superficial) hasta $h + W$ y en la otra, se varía la distancia horizontal al origen de la ruptura desde 0 hasta L . Así, como muestra (Ben Menahem, 1961) se obtiene que la componente vertical del desplazamiento total, para la onda LR, viene dada por

$$U_z = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{r}} g_z(\omega) \sqrt{k_\beta} \frac{\sin X}{X} e^{i(\phi + \frac{3\pi}{4})} \quad (2.1)$$

donde

$$X = \frac{\omega L}{2c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \quad (2.2)$$

y la fase es

$$\phi = \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - X \quad (2.3)$$

siendo r la distancia epicentral y θ el acimut de la estación de registro medido en el sentido contrario a las agujas desde la traza de la falla ($\theta = \text{acimut falla-acimut estación}$). Por otro lado, $g_z(\omega)$ es una función que depende de la función temporal, de la anchura de la falla, de la profundidad y de la frecuencia ω . Además, k_β es el número de onda, c es la velocidad de fase de la onda Rayleigh y v_r es la velocidad de propagación de la ruptura.

Como podemos observar, el efecto de las dimensiones de la fuente está en el factor X y en la fase ϕ . Si aplicamos la ecuación (2.1) a dos estaciones opuestas 180° , es decir, una con acimut θ y la otra con acimut $\theta + 180^\circ$, podemos aislar dicho efecto, ya que la función de directividad (definida anteriormente como el cociente de amplitudes espectrales de la componente vertical de las ondas que salen de la fuente en direcciones opuestas) resultaría

$$D(\omega) = \frac{\left| \text{sen} \left[\frac{\omega L}{2c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \right] \left(\frac{c}{v_r} + \cos \theta \right) \right|}{\left| \text{sen} \left[\frac{\omega L}{2c} \left(\frac{c}{v_r} + \cos \theta \right) \right] \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \right|} \quad (2.4)$$

Para este caso de fallas de desgarre con planos verticales, no es necesaria la restricción de emplear ondas registradas en estaciones separadas 180° en acimut, pudiendo formar un ángulo arbitrario α (Udías, 1971). Se tendría entonces la *función de directividad generalizada*, que en función de la frecuencia f ($\omega = 2\pi f$) viene dada por

$$D_\alpha(f) = \frac{\left| \text{sen} \left[\frac{\pi f L}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \right] \left(\frac{c}{v_r} - \cos(\theta + \alpha) \right) \text{sen } 2\theta \right|}{\left| \text{sen} \left[\frac{\pi f L}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos(\theta + \alpha) \right) \right] \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \text{sen } 2(\theta + \alpha) \right|} \quad (2.5)$$

y que es válida sólo como decimos para un buzamiento de 90° . Esta función generalizada permite trabajar con terremotos de menor tamaño, ya que las estaciones se seleccionan atendiendo a la bondad de los registros sin importar el ángulo acimutal entre ellas.

Para el caso de una falla de desgarre de buzamiento δ arbitrario, la línea de fuentes no estaría contenida en el plano vertical, sino formando con ella un ángulo $90 - \delta$, propagándose en la dirección horizontal (figura 2.2). Para este caso, la componente vertical

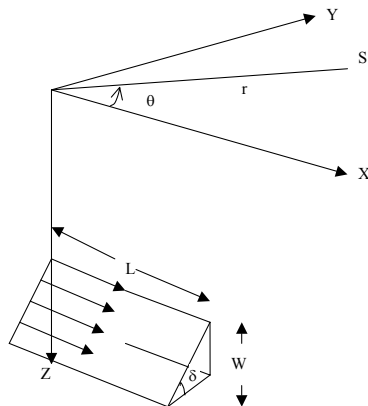


Fig. 2.2 Caso de falla de desgarre con buzamiento arbitrario.

del desplazamiento para la onda LR incluye, además del factor $\frac{\sin X}{X}$, otros factores en la forma $\frac{\sin \Lambda_1}{\Lambda_1}$ y $\frac{\sin \Lambda_2}{\Lambda_2}$ (Ben Menahem, 1961), donde

$$\Lambda_1 = \frac{\omega L}{2c} \left(\sin \theta \cos \delta + i \frac{\sqrt{(\gamma^2 - 1)}}{\gamma} \sin \delta \right) \quad (2.6)$$

$$\Lambda_2 = \frac{\omega L}{2c} \left(\sin \theta \cos \delta + i \frac{\sqrt{(\gamma^2 - \frac{1}{3})}}{\gamma} \sin \delta \right) \quad (2.7)$$

siendo i la constante imaginaria y γ una constante de valor $\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{3 + \sqrt{3}}$. Estos factores se cancelan al calcular la función de directividad (con $\alpha = 180^\circ$), por lo que podemos asegurar que dicha función no depende del buzamiento en el caso de fallas de desgarre. Pero no ocurre lo mismo con la función de directividad generalizada ($\alpha \neq 180^\circ$), que si dependería del buzamiento, teniendo una forma más compleja. Sin embargo, como para fallas de desgarre se puede considerar que la anchura W es mucho menor que la longitud L , la influencia del buzamiento es pequeña, por lo que se puede utilizar esta función de directividad generalizada, sea cual sea el buzamiento, proporcionando una buena estimación de la longitud y de la velocidad de ruptura.

Estas expresiones de la función de directividad, se aplicarían a ondas LR registradas en estaciones situadas a la misma distancia epicentral. Como esto normalmente no ocurre, para poder usarla es necesario reducir las amplitudes espectrales correspondientes a la segunda estación (las que aparecen en el denominador) a la distancia epicentral de la primera.

Así, si denotamos por A_2 y Δ_2 las amplitudes y distancia epicentral de la segunda estación y por Δ_1 la distancia de la primera, la amplitud reducida A_2^1 vendría dada por

$$A_2^1 = A_2 \sqrt{\frac{\sin \Delta_2}{\sin \Delta_1}} e^{-\gamma(\Delta_1 - \Delta_2)} \quad (2.8)$$

donde γ es el coeficiente de atenuación, que se puede obtener en las tablas de Ben-Menahem (Ben Menahem et al., 1970)

¿Son aplicables estas expresiones de la función de directividad para mecanismos que no sean de falla de desgarre? En el estudio de Ben Menahem (1961) y en el de Udías (1971) encontramos un análisis para otros tipos de falla. Uno de ellos es el de falla vertical, en cuyo caso la línea de fuentes puntuales se movería hacia abajo con velocidad v_r , es decir, todas las fuentes puntuales se moverían simultáneamente hacia abajo, no existiendo propagación de la ruptura en la dirección L . Para este caso, la expresión de la componente vertical del desplazamiento para la onda LR será diferente, verificándose que la función de directividad vale la unidad y que la función de directividad generalizada viene dada por

$$D_\alpha(f) = \frac{\left| \sin \left(\frac{\pi f L}{c} \cos \theta \right) \cos(\theta + \alpha) \right|}{\left| \sin \left(\frac{\pi f L}{c} \cos(\theta + \alpha) \right) \cos \theta \right|} \quad (2.9)$$

Pero como vemos, esta ecuación sólo permite una estimación de la longitud L , ya que la velocidad de ruptura v_r no aparece en esta expresión.

Para otro tipo de fallas, con buzamiento arbitrario, la expresión del desplazamiento para la onda LR tiene una forma más complicada, al igual que la función de directividad, por lo que no se emplea.

En todos los modelos analizados, la fractura se propaga con velocidad finita sólo en la dirección de las fuerzas de las fuentes puntuales, mientras que en la dirección perpendicular todos los puntos se mueven simultáneamente. Sin embargo, se podría considerar además un modelo de fractura con componente de movimiento vertical mayor o menor, en el cual la ruptura se propague en la dirección L , es decir, un modelo en el que no coincida la dirección de propagación de la ruptura con la dirección en la que tiene lugar el desplazamiento relativo de los dos bloques de la falla.

De hecho, este modelo si se suele considerar en el caso de ondas internas y así, en el capítulo anterior, hemos presentado las expresiones para los desplazamientos en el campo

lejano según el modelo de Haskell sin distinguir entre tipos de mecanismos. Pero la función de directividad para ondas Rayleigh de nuevo no tendría la forma sencilla que tiene para fallas de desgarre.

Mediante la función de directividad generalizada, se pueden estimar los valores de la longitud L y de la velocidad de ruptura v_r en el caso de mecanismos de falla de desgarre. Además, se puede determinar cual de las dos posibles soluciones es la que corresponde al plano de falla. Para ver cual es el camino a seguir analicemos como depende esta función de la frecuencia, de L y v_r y de la velocidad de fase c .

En la ecuación (2.5) se observa que en función de la frecuencia, tenemos una serie de máximos para los ceros del denominador, es decir cuando

$$\frac{\pi f L}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos(\theta + \alpha) \right) = n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.10)$$

mientras que los mínimos se tienen para los ceros del numerador

$$\frac{\pi f L}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) = n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.11)$$

Así, los valores de la frecuencia para los que se dan estos máximos o mínimos se pueden emplear para estimar la longitud de la fractura L , suponiendo un valor para la velocidad de ruptura. En concreto, es más apropiado emplear el valor de la frecuencia a la que ocurre el primer máximo y mínimo, correspondientes a las frecuencias más bajas, ya que para ese rango la imprecisión que se tenga en el valor de la velocidad de fase c influye menos en la forma de la curva y por tanto en la determinación de L .

En la figura 2.3, se muestra un ejemplo de como varía la función de directividad para distintos valores de dicha velocidad c manteniendo fijas las otras variables. Se ha tomado una longitud de la fractura $L = 50$ km y una velocidad de ruptura $v_r = 2$ km/s. En la figura se representa el logaritmo de la función de directividad frente a la frecuencia en Hz para tres valores de la velocidad de fase de la onda LR: 3.9, 4.3 y 4.8 km/s (figuras (a), (b) y (c) respectivamente).

Si comparamos el primer y segundo caso ($c = 3.9$ km/s y $c = 4.3$ km/s), podemos observar que para frecuencias inferiores a 0.2 Hz la forma de la función no varía, sólo se

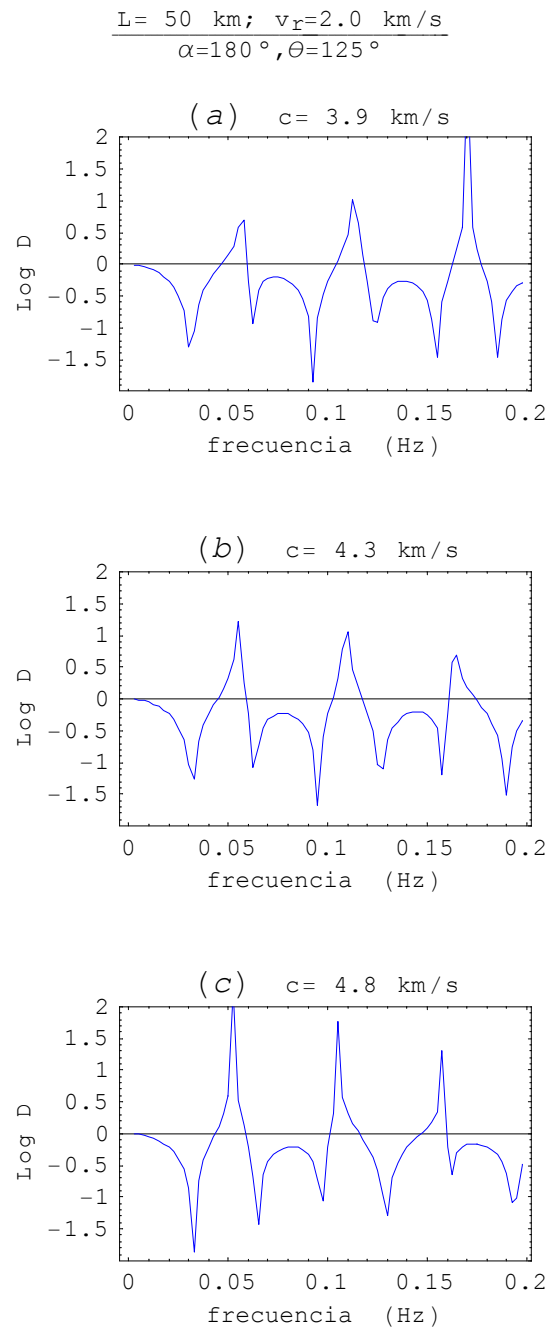


Fig. 2.3 Influencia de la velocidad de fase en la forma de la función de directividad generalizada, para una longitud de 50 km y una velocidad de ruptura de 2.0 km/s. El ángulo α entre las dos estaciones es de 180° y θ (acimut falla-acimut estación) es de 125° . La velocidad de fase es de 3.9 km/s (a), 4.3 km/s (b) y 4.8 km/s (c).

producen cambios en la amplitud de algunos picos, pero la ocurrencia de los máximos y mínimos se tiene a las mismas frecuencias. Para el tercer caso, en el que se tiene un valor muy grande para la velocidad ($c = 4.8 \text{ km/s}$), los cambios en la forma aparecen a una frecuencia algo menor, del orden de 0.14 Hz .

El primer valor extremo, para terremotos de tamaño moderado y grande, se tiene a una frecuencia menor de 0.1 Hz , por lo que el error con que se conozca la velocidad de fase no va a influir mucho en la determinación de los parámetros si se emplea el primer máximo o mínimo de la función de directividad.

De acuerdo con las ecuaciones (2.10) y (2.11), la frecuencia a la que tiene lugar el primer máximo f_{\max}^1 y la que corresponde al primer mínimo f_{\min}^1 vendrán dadas por

$$f_{\max}^1 = \frac{c}{L \left(\frac{c}{v_r} - \cos(\theta + \alpha) \right)} \quad (2.12)$$

$$f_{\min}^1 = \frac{c}{L \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right)} \quad (2.13)$$

y por tanto la longitud se puede obtener como

$$L = \frac{c}{f_{\max}^1 \left(\frac{c}{v_r} - \cos(\theta + \alpha) \right)} = \frac{c}{f_{\min}^1 \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right)} \quad (2.14)$$

donde como vemos tenemos que suponer un valor de la velocidad de ruptura (normalmente entre 0.5β y 0.9β , siendo β la velocidad de la onda S) para estimar la longitud.

Si queremos determinar simultáneamente estas dos variables (longitud y velocidad de ruptura), una forma de actuar es considerar varios pares de estaciones y aplicar estas expresiones con distintos valores de v_r , tomando como óptimo el que proporcione el menor error estándar en el valor medio de L . En principio, mientras mayor sea el número de pares de estaciones, más precisos serán los resultados. Sin embargo, las soluciones son múltiples, ya que para cada valor de la velocidad se obtiene uno de la longitud, siendo éste mayor al aumentar la velocidad. Además, cuanto más pequeños son L y v_r menor es el error estándar de L , lo que indica que el método no es válido (Rodríguez y Udías, 1972), no siendo posible determinar con suficiente exactitud los dos parámetros mediante estas ecuaciones. Para encontrar otro método, sigamos analizando la función de directividad generalizada.

¿Cómo influyen la longitud L y la velocidad v_r en la forma de la función D_α ? Para estudiar esta influencia se ha realizado un estudio similar al de Udías (1971). En primer lugar, se ha generado la función de directividad para distintos valores de la longitud manteniendo la velocidad de ruptura constante, para aislar su influencia.

En la figura 2.4 se muestra un ejemplo, en el que se representa el logaritmo de la directividad frente a la frecuencia, tomando la velocidad un valor de 2.5 km/s y la longitud valores de 20 km (a), 50 km (b) y 100 km (c). Se ha tomado para la velocidad de ruptura un valor superior al del caso anterior (2.5 km/s frente a 2.0 km/s) a fin de abarcar distintos casos.

Podemos observar que la frecuencia más baja a la que ocurre el primer máximo o el primer mínimo, está muy controlada por el valor de la longitud de la fractura L . En concreto, en la figura vemos que al aumentar la longitud disminuye dicha frecuencia (en el ejemplo se trata de la frecuencia del primer mínimo). Además, al aumentar la longitud, vemos que también se produce una disminución de la distancia frecuencial entre los sucesivos valores extremos.

Así, si comparamos el caso (a) y el caso (c), podemos observar como dentro de un mismo intervalo de frecuencias (entre 0 y 0.5 Hz) el número de picos ha aumentado notablemente al aumentar la longitud. En cuanto a las amplitudes, si nos fijamos en el primer valor extremo, en nuestro ejemplo un mínimo, vemos que su amplitud ha variado muy poco, estando en los tres casos próxima a -1.5 .

Por otro lado, para analizar la influencia de la velocidad de ruptura, hemos calculado la función de directividad para distintos valores de ella, pero manteniendo constante la longitud. En la figura 2.5 se muestra un ejemplo, obtenido con una longitud de 50 km y dando valores de 1.5 km/s (a), 2.0 km/s (b) y 3.0 km/s (c) a la velocidad de ruptura.

Vemos que un aumento de la velocidad de ruptura desplaza la ocurrencia del primer máximo o del primer mínimo hacia frecuencias más altas. Así, si comparamos el caso (a) y el (c), en el que se ha doblado la velocidad, vemos que el primer mínimo pasa de estar a unos 0.02 Hz a 0.04 Hz. En cuanto a la distancia frecuencial entre dos valores extremos consecutivos, vemos que aumenta al aumentar la velocidad de ruptura. Por último, si nos fijamos en la amplitud, podemos observar que para el primer valor extremo no se producen grandes cambios.

Si comparamos la influencia de la longitud con la influencia de la velocidad, vemos que un aumento de la velocidad produce un efecto contrario al que origina un aumento de la longitud,

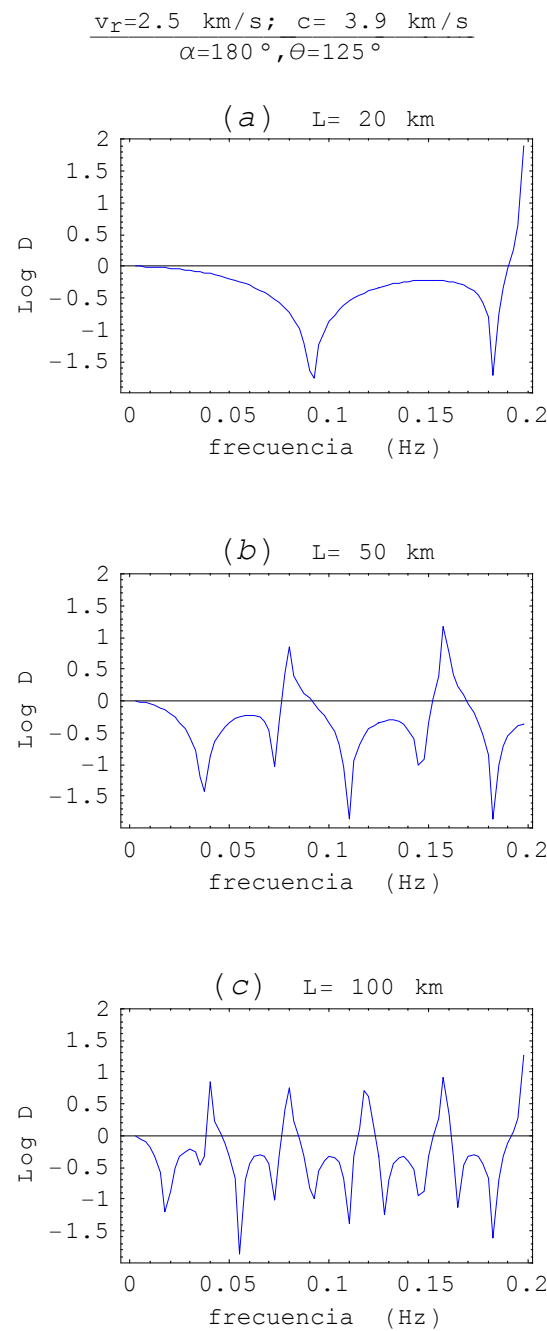


Fig. 2.4 Influencia de la longitud de la fractura en la forma de la función de directividad generalizada, para una velocidad de ruptura de 2.5 km/s y una velocidad de fase de 3.9 km/s. El ángulo α entre las dos estaciones es de 180° y θ (acimut falla-acimut estación) es de 125° . La longitud de la fractura es de 20 km (a), 50 km (b) y 100 km (c).

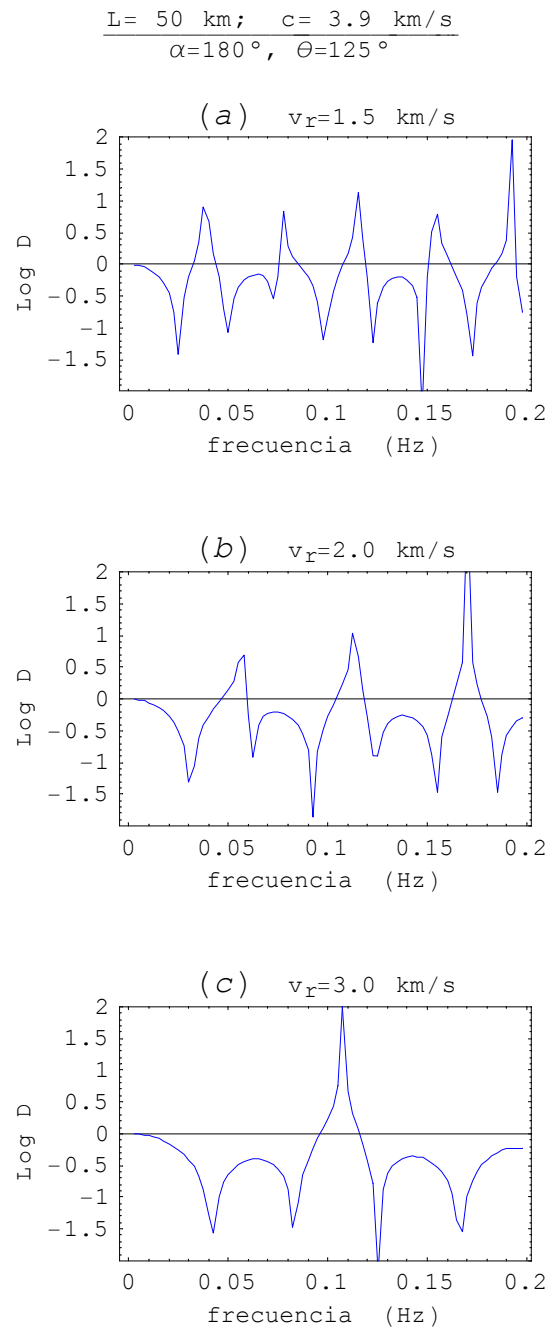


Fig. 2.5 Influencia de la velocidad de ruptura en la forma de la función de directividad generalizada, para una longitud de la fractura de 50 km y una velocidad de fase de 3.9 km/s. El ángulo α entre las dos estaciones es de 180° y θ (acimut falla-acimut estación) es de 125° . La velocidad de ruptura es de 1.5 km/s (a), 2.0 km/s (b) y 3.0 km/s (c).

en lo que se refiere a la frecuencia del primer valor extremo y a la distancia frecuencial, lo cual implica que distintos valores de L y v_r que proporcionan el mismo cociente, dan lugar a funciones de directividad muy similares. Por eso no es apropiado utilizar las ecuaciones (2.12) y (2.13) para determinar estos parámetros.

Teniendo en cuenta esta influencia de la longitud y de la velocidad de ruptura en la función de directividad, el método desarrollado en este trabajo para determinar las dos variables simultáneamente, consiste en elaborar funciones teóricas utilizando diversos valores de L y v_r , comparándolas con las funciones de directividad observadas en varios pares de estaciones y seleccionando los valores que mejor ajustan el primer valor extremo.

Este ajuste se realiza de manera visual, ya que se ha comprobado que por el método de mínimos cuadrados no es posible de nuevo determinar las dos variables, sólo el cociente L/v_r , existiendo infinitas soluciones que proporcionan el mismo cociente como hemos comentado. Por tanto, lo más adecuado es realizar una especie de *modelización* de la función de directividad observada.

Por otro lado, como indicamos anteriormente, a partir de la función de directividad se puede deducir cuál de las dos posibles soluciones para el plano de falla es la verdadera y también cual es la dirección de ruptura (Udías, 1971). Para ello se obtiene la función para estaciones opuestas ($\alpha = 180^\circ$), siendo necesario emplear sólo dos pares de estaciones situadas en distintos cuadrantes, estudiando el patrón de ocurrencia del primer valor extremo, si se trata de un máximo o de un mínimo, ya que así para cada par se determinaría el valor del ángulo θ .

Para cada par de estaciones tendríamos la correspondiente función de directividad y las frecuencias a la que ocurren el primer máximo o mínimo vendrían dadas por las expresiones (2.12) y (2.13) sustituyendo $\alpha = 180^\circ$. Si dividimos las dos ecuaciones tendremos

$$\frac{f_{\max}^1}{f_{\min}^1} = \frac{\frac{c}{v_r} - \cos \theta}{\frac{c}{v_r} + \cos \theta} \quad (2.15)$$

Así, si tenemos en primer lugar un máximo

$$f_{\max}^1 < f_{\min}^1 \Rightarrow \cos \theta > 0 \Rightarrow \begin{cases} 0 < \theta < 90^\circ \\ 270 < \theta < 360^\circ \end{cases} \quad (2.16)$$

pero si ocurre primero un mínimo

$$f_{\max}^1 > f_{\min}^1 \Rightarrow \cos \theta < 0 \Rightarrow 90^\circ < \theta < 180^\circ \quad (2.17)$$

Veamos con un ejemplo, como podría hacerse. Supongamos que tenemos un mecanismo focal de falla de desgarre, con los dos planos nodales en direcciones NS y EW (figura 2.6), disponiéndose de observaciones de ondas LR en cuatro estaciones distribuidas una en cada cuadrante (S_1, S_2, S_3, S_4), con las dos posibles soluciones para el plano de falla (AA', BB').

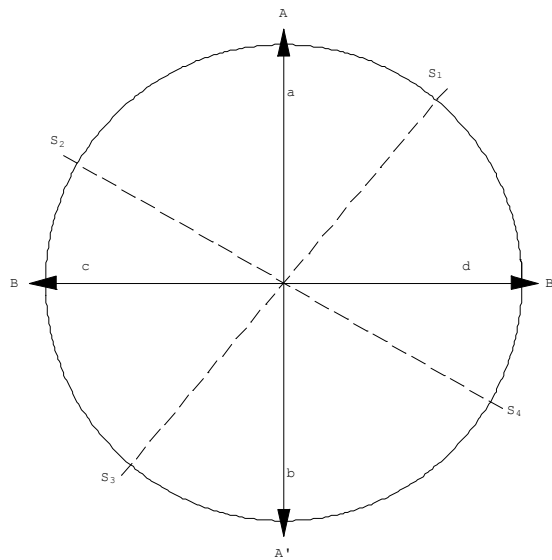


Fig. 2.6 Ejemplo de distribución acimutal de estaciones (S_1, S_2, S_3 y S_4) para determinar la dirección y sentido de la ruptura.

Supongamos que las funciones de directividad observadas son $D_{31} = S_3/S_1$ y $D_{24} = S_2/S_4$, entonces para cada cociente podemos tener en primer lugar o bien un máximo o bien un mínimo y la relación con la dirección de propagación sería

Dirección de ruptura	1 ^{er} valor extremo	
	D_{24}	D_{31}
$AA' - a$	max	min
$AA' - b$	min	max
$BB' - c$	max	max
$BB' - d$	min	min

con lo cual, con sólo dos cocientes de amplitudes podemos determinar cual es el plano de falla y la dirección y sentido de la ruptura.

2.2 Ondas internas

Como ya se ha mencionado en el capítulo anterior, el modelo de foco con dimensiones más empleado es el de falla rectangular propuesto por Haskell (1964), que consiste en una falla de longitud L y anchura W , propagándose la ruptura a velocidad constante v_r en la dirección de L . Si la propagación se realiza en un sólo sentido se habla de fractura unilateral y se propaga en los dos de fractura bilateral.

Para el caso de fractura unilateral, los desplazamientos en el campo lejano para el modelo de doble par de fuerzas, para las ondas P o S de velocidad c , a una distancia r_o del punto en el que se origina la ruptura, vienen dados para cada instante t por la ecuación (1.33). En dicha ecuación, podemos observar que la función temporal de la fuente, presenta una dependencia del ángulo θ que forma el rayo que llega a una determinada estación con la dirección de propagación, medido en el foco. Como la dirección de propagación es horizontal, se tiene la situación mostrada en la figura 2.7, donde se representa la posición relativa entre la estación S y la dirección de propagación de la ruptura (a velocidad v_r), tomando el sistema de ejes geográficos NS, EW y ZN con origen en el foco F . Se cumple así que

$$\cos \theta = \cos(\phi_r - \phi_{es}) \cos(90 - i_h) = \cos(\phi_{es} - \phi_r) \sin i_h \quad (2.18)$$

donde ϕ_{es} y ϕ_r son el acimut de la estación y el de la dirección de ruptura respectivamente e i_h el ángulo de incidencia en el foco.

Lógicamente, la duración del proceso de ruptura también presenta una dependencia del ángulo θ , como se observa en la ecuación (1.40). Como ya indicamos, esta dependencia del acimut de la estación que presenta la duración del proceso de ruptura, y por tanto la función temporal, se conoce como *efecto de directividad*, que nos hará distinguir entre estaciones *directivas*, hacia las que se propaga la ruptura ($|\phi_{es} - \phi_r| < 90^\circ \Rightarrow \cos \theta > 0$), y estaciones *antidirectivas*, de las cuales se aleja ($|\phi_{es} - \phi_r| > 90^\circ \Rightarrow \cos \theta < 0$).

Si realizamos la representación gráfica de la función temporal aparente, para las estaciones directivas la duración de la ruptura es menor, por lo que la función temporal será más estrecha, mientras que para las estaciones antidirectivas será más ancha.

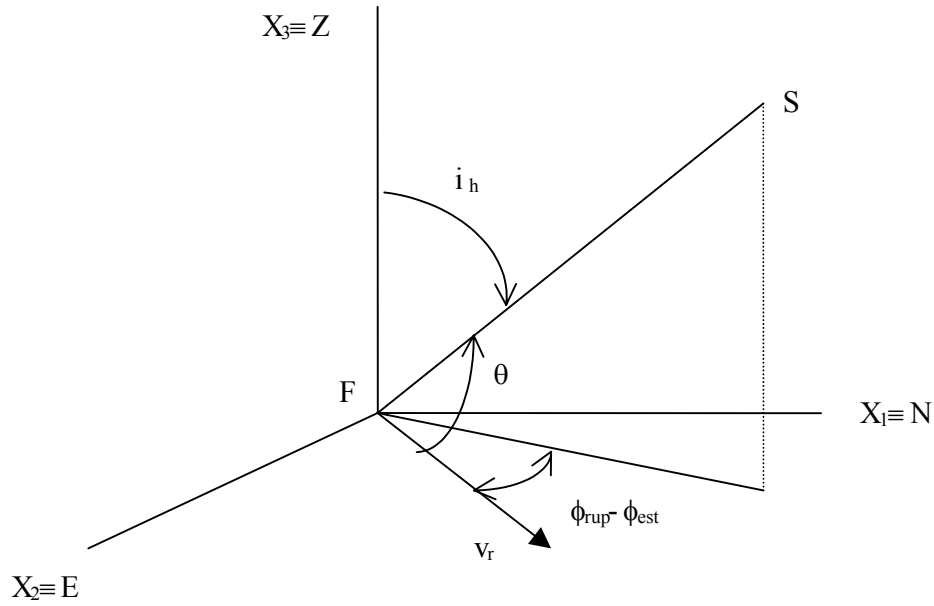


Fig. 2.7 Ángulo θ entre la estación S y la dirección de propagación de la ruptura y su relación con los ejes geográficos NS , EW y ZN con origen en el foco F .

Como el área bajo la curva es directamente proporcional al momento sísmico escalar M_0 , el cual no depende del acimut de la estación sino de la fuente que es única, la función temporal aparente tendrá mayor amplitud para las estaciones directivas y menor amplitud para las antidirectivas.

En la figura 2.8 se muestra un ejemplo para el caso de una función temporal trapezoidal, que es la que se emplea en el modelo de Haskell. En ella podemos observar el efecto citado, viéndose como para las estaciones perpendiculares a la dirección de ruptura (S_1 y S_2), no hay variaciones ni en la duración ni en la amplitud, mientras que para las estaciones directiva (S_3) y antidirectiva (S_4) se tienen los cambios descritos.

Estos cambios en la amplitud de la función temporal aparente producen una modulación adicional en la amplitud de los pulsos (Berckhemer y Jacob, 1965), que se puede expresar aisladamente como

$$u(r) \sim \frac{R(\phi, \delta, \lambda, i_h)}{1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta} \quad (2.19)$$

donde $R(\phi, \delta, \lambda, i_h)$ representa el patrón de radiación.

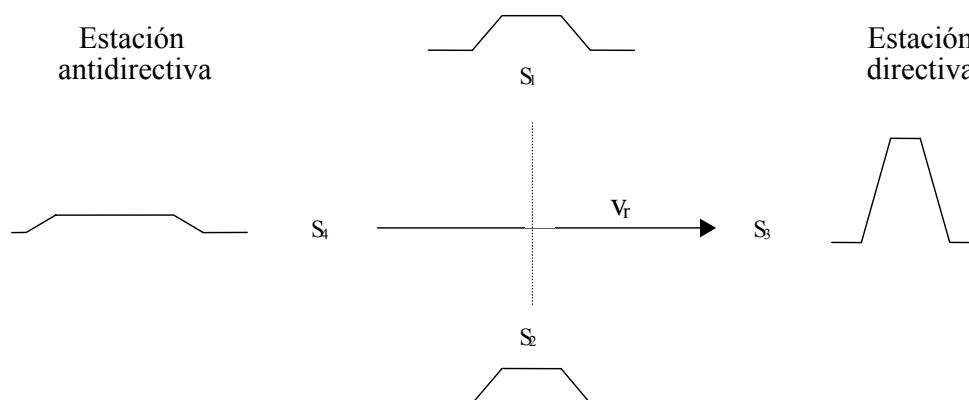


Fig. 2.8 Variación en la duración y amplitud de la función temporal aparente para estaciones directivas (S_3) y antidirectivas (S_4). Para las estaciones perpendiculares a la dirección de propagación no hay cambios (S_1 y S_2).

Como podemos observar, el cambio en la amplitud no sólo depende del ángulo θ (y por tanto del acimut de la estación) sino también del cociente v_r/c , es decir, no será igual para la onda P que para la S . En concreto, este efecto será mayor mientras menor sea la diferencia entre la velocidad de ruptura y la velocidad de la fase, por lo que el cambio en la amplitud será más acusado para las ondas S que para las P .

En la figura 2.9, se ha representado el patrón de radiación para un mecanismo de foco puntual a trazo continuo, mientras que a trazo discontinuo se muestra dicho patrón de radiación para una fuente extensa representada por el modelo de Haskell y por tanto afectado por el efecto de directividad (ecuación (2.19)) para el caso en que $v_r/v_S = 0.8$. La escala empleada es diferente para la onda P y la onda S . En dicha figura, se toma como dirección de ruptura la del eje X_1 y sentido el positivo.

Podemos observar, para el caso de la onda P , el aumento en la amplitud para los dos lóbulos que se encuentran en la dirección en que se propaga la ruptura, es decir, con coordenada $x_1 > 0$, mientras que los otros dos lóbulos disminuyen de amplitud. También podemos ver que el valor máximo de la amplitud se ha desplazado ligeramente, ya no se encuentra a 45° como ocurre en el modelo de doble par para fuente puntual, sino a un ángulo un poco mayor.

En cuanto al patrón de radiación de la onda S , las diferencias introducidas por el modelo de fuente con dimensiones son mucho mayores que para la onda P . Así podemos apreciar que el cambio en amplitud, para el lóbulo que se encuentra en la parte positiva del eje X_1 ,

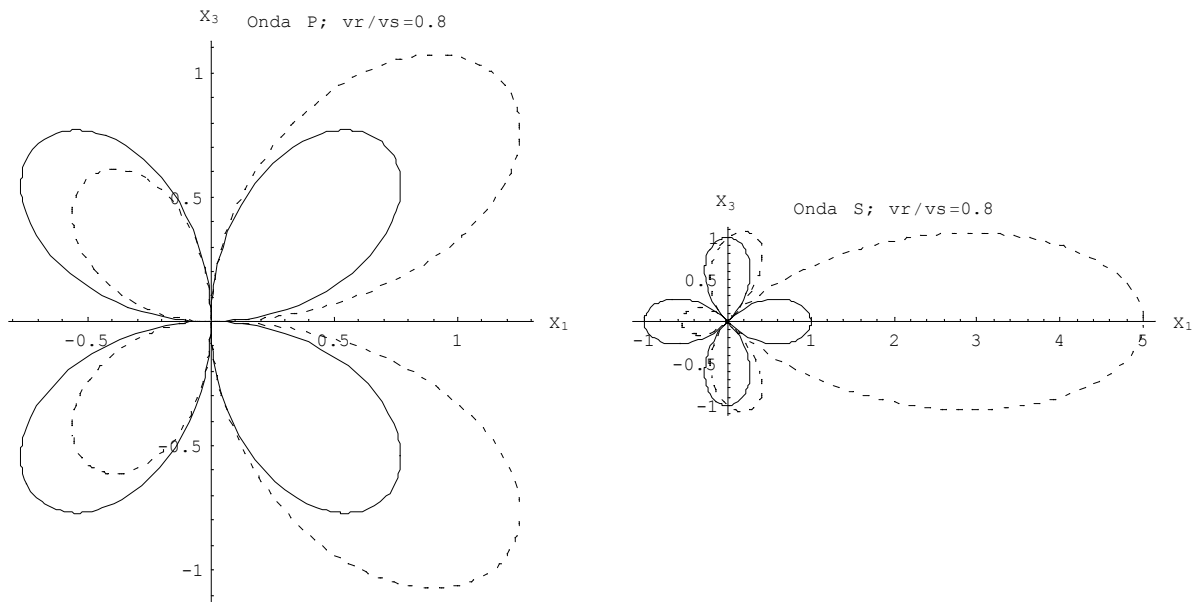


Fig. 2.9 Patrón de radiación para un modelo de foco puntual (trazo continuo) y para un foco extenso representado por una fractura que se propaga en el sentido positivo de la dirección X_1 (trazo discontinuo) con velocidad v_r .

es muy grande, siendo del orden de cinco veces mayor que en el modelo de foco puntual. El lóbulo que se encuentra en el sentido opuesto ha disminuido su amplitud, aunque en una proporción menor. En cuanto a los otros lóbulos, también se ven deformados pero en una pequeña cantidad, permaneciendo sin variar de amplitud sólo los puntos que están a 90° . Los valores máximos de amplitud para estos dos lóbulos aparecen desplazados, ya que la mitad que tiene coordenada $x_1 > 0$ aumenta un poco su amplitud, mientras que la otra mitad disminuye.

Capítulo 3

Programas utilizados

A fin de estudiar de forma cuantitativa tanto el problema directo como el inverso, en el estudio de las formas de ondas, se han utilizado diversos programas con la finalidad de generar las observaciones y poder analizar el efecto de directividad. Unos emplean ondas internas P y SH y otros ondas Rayleigh, tanto para el modelo de foco puntual como para el de fuente con dimensiones. Para describirlos, distinguiremos tres casos:

- 1) Programas ya existentes. Se trata del programa SYN4 (MacCaffrey et al., 1991) para la modelización de formas de ondas internas P y SH a distancias telesísmicas.
- 2) Programas modificados y adaptados. Se ha modificado programas desarrollados por otros autores y se han adaptado a este estudio. Estos programas se emplean en el estudio de las formas de ondas P y SH bajo el modelo de fuente con dimensiones. Estas modificaciones suponen más del 50% del programa original.
- 3) Programas desarrollados totalmente para este estudio, fundamentalmente para el

análisis de la función de directividad para las ondas LR.

Entre estos últimos se encuentran diversos programas de dibujo para el estudio de las ondas internas, tanto en lenguaje FORTRAN como para aplicaciones como SAC (Seismic Analysis Code) o el programa de cálculo científico *Mathematica v.4.1*. Estos programas nos permiten representar las formas de ondas, el mecanismo focal, distribuciones de estaciones sobre la esfera focal y las funciones temporales de la fuente.

3.1 Programas ya existentes.

3.1.1 Programa SYN4

Para la aproximación de foco puntual, se ha empleado el programa SYN4 (MacCaffrey et al., 1991), que se basa en uno de los algoritmos más utilizados en el estudio de la fuente sísmica: el método de Nábelek (Nábelek, 1984). Dicho método consiste en un ajuste por mínimos cuadrados de las amplitudes y de la forma de los sismogramas observados y sintéticos, correspondientes a distintas estaciones. Los parámetros a determinar son la profundidad del foco, la orientación del plano de falla (bajo la aproximación de doble par de fuerzas) y por último, la función temporal y el momento sísmico escalar M_0 . Como la relación entre las amplitudes y los parámetros no es lineal, el método es iterativo: partiendo de unos valores iniciales aproximados de los parámetros, se calculan los incrementos para corregirlos, repitiéndose el proceso tomando como valores iniciales los mejorados en el paso anterior, hasta converger a la mejor solución.

La función temporal en este método se representa mediante una serie de triángulos isósceles, con una longitud de la base de $2\tau_r$, que se solapan en una cantidad τ_r . La amplitud de cada triángulo se determina en el ajuste, pero es necesario dar la duración τ_r (la misma para todos) y el número de ellos. En la figura 3.1 se muestra un ejemplo de función temporal, teniéndose en el eje de ordenadas la derivada del momento sísmico escalar y en el de abscisas el tiempo desde el instante origen de la ruptura. El área bajo la curva proporciona el momento sísmico escalar y como éste es positivo, se impone que los triángulos tengan una amplitud positiva mediante la llamada *condición de positividad*.

La función a minimizar viene dada por

$$\chi^2 = \left[\vec{d} - \vec{m}(\vec{p}) \right]^T C_{d_0}^{-1} \left[\vec{d} - \vec{m}(\vec{p}) \right] + \left[\vec{p}_0 - \vec{p} \right]^T C_{p_0}^{-1} \left[\vec{p}_0 - \vec{p} \right] \quad (3.1)$$

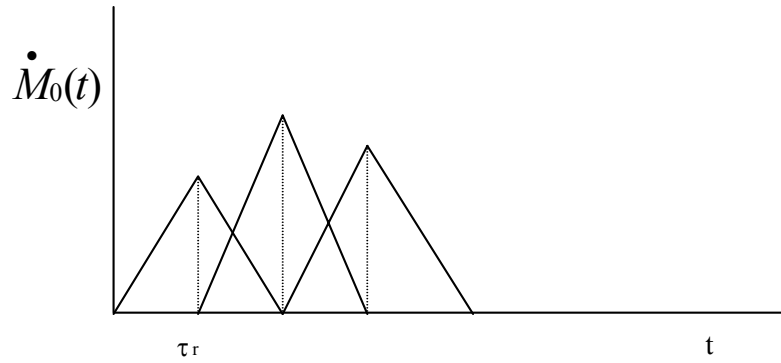


Fig. 3.1 Ejemplo de función temporal utilizada en el método de Nábelek.

donde \vec{d} es el vector de amplitudes observadas, $\vec{m}(\vec{p})$ el vector de amplitudes calculadas con los parámetros ajustados \vec{p} , \vec{p}_0 es el vector de parámetros iniciales aproximados y C_{d_0} y C_{p_0} son las matrices varianza-covarianza a priori de los datos y de los parámetros respectivamente. Mediante la matriz C_{d_0} se puede asignar distintos pesos a las observaciones.

Como se ha indicado, la minimización de esta función se realiza mediante un proceso iterativo, ya que es la forma de linearizar la dependencia de los parámetros. Esto presenta el inconveniente de que la solución obtenida corresponda a un mínimo local si los valores de partida están muy alejados del modelo óptimo.

Para evaluar la bondad de los resultados se obtienen estimaciones de los errores estándar de cada parámetro y también, para tener una visión más global del ajuste, se define un valor del RMS (Root Mean Square) normalizado en la forma

$$RMS = \sqrt{\frac{[\vec{d} - \vec{m}(\vec{p})]^T C_{d_0}^{-1} [\vec{d} - \vec{m}(\vec{p})]}{\vec{d}^T C_{d_0}^{-1} \vec{d}}} \quad (3.2)$$

El método de Nábelek permite utilizar diferentes estructuras para la fuente y el receptor. El algoritmo permite también modelar sismos muy complejos, considerando varias fuentes puntuales con el mismo o distinto mecanismo focal, calculando la posición y tiempo origen de cada una respecto a la primera. Sin embargo, no siempre hemos observado buenos resultados en este caso, obteniendo en ocasiones soluciones para el proceso de ruptura sin sentido físico.

La conclusión es que este método, donde realmente proporciona resultados óptimos, es en el caso de terremotos de tamaño pequeño y mediano en los que el proceso de ruptura no sea

demasiado complejo, cuando se pueda utilizar la aproximación de foco puntual. Sin embargo, en el caso de terremotos de $m_b \geq 6.5$ en el que es necesario considerar las dimensiones de la fuente, el método no proporciona buenos resultados.

En teoría, el método de Nábelek también se puede emplear para modelar formas de ondas bajo la aproximación de foco con dimensiones, es decir, teniendo en cuenta el efecto de directividad. En este caso, la longitud de cada elemento triangular de la función temporal se modifica en la forma

$$\tau_d = \tau \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta \right) \quad (3.3)$$

siendo v_r la velocidad de ruptura y θ el ángulo que forma el rayo que llega a la estación con la dirección de propagación de la ruptura.

Sin embargo en este estudio se ha observado que este método, que puede ofrecer en algunos casos buenos resultados para la aproximación de foco puntual, no proporciona un buen ajuste entre los sismogramas observados y los sintéticos para el modelo de foco con dimensiones, ya que o bien no se tiene una convergencia de la solución o bien se llega a funciones temporales de la fuente sin sentido físico y orientaciones del plano de falla contradictorias.

3.2 Programas modificados

Para llevar a cabo el análisis de la influencia de las dimensiones de la fuente en la forma de ondas P y SH, ha sido necesario modificar y adaptar programas que ya existían, afectando los cambios realizados a más del 50% como ya se ha comentado.

Para describir estos programas, haciendo hincapié en las modificaciones introducidas, distinguiremos entre los correspondientes al problema directo y los que pertenecen al problema inverso. En los dos casos, el modelo de fractura utilizada es el de falla rectangular propuesto por Haskell (Haskell, 1964), el cual ha sido descrito en capítulos anteriores.

3.2.1 Problema directo.

3.2.1.1 Programa MODE.

Este programa ha sido creado para generar sismogramas sintéticos para las ondas P y SH a distancias telesísmicas, bajo la aproximación de foco puntual y de fuente con dimensiones, con el fin de comparar los resultados obtenidos bajo los dos modelos.

De esta forma, podremos analizar el efecto de las dimensiones de la fractura en la forma de ondas y deducir cuáles son las dimensiones mínimas a partir de las cuales es necesario considerar el efecto de directividad.

Como se muestra en el Capítulo 1, para obtener los sismogramas sintéticos es necesario calcular en primer lugar los desplazamientos elásticos en el campo lejano para estas ondas, empleando el modelo de foco puntual o el de fuente con dimensiones. Una vez calculados dichos desplazamientos, es necesario aplicar las correcciones por expansión del frente de ondas y efecto de la superficie libre, llevando a cabo después la convolución con la atenuación en el medio y con la respuesta instrumental.

Para elaborar este programa, aplicable tanto a las ondas P como a las SH, se ha partido de un programa ya existente, en lenguaje FORTRAN, creado por Deschamps et al (1980) para generar formas de ondas internas considerando foco puntual, introduciendo las siguientes modificaciones:

- 1.-** Cambios en la forma de generar la función temporal de la fuente, ya que al considerar el modelo de fuente con dimensiones es necesario crear una función temporal aparente, que varíe con el acimut, distinta por tanto para cada estación. Además, la función temporal será distinta según se trate de una onda P o de una SH, al intervenir la velocidad de la fase.
- 2.-** Cambios en la forma de crear la función que representa la respuesta instrumental, ya que la utilizada por nosotros corresponde a un instrumento de banda ancha, teniendo la forma de polos y ceros.
- 3.-** Variaciones en la secuencia, ya que en este programa es posible generar sismogramas para distintos valores de la longitud y de la velocidad de la ruptura, con el fin de comparar las formas de ondas correspondiente a cada caso entre ellas y de compararlas también con el modelo de foco puntual.

4.- Introducción del cálculo de un *rms* para cada estación y otro total, para la onda P como para la SH, el cual nos permite cuantificar las diferencias en la forma de ondas que introduce el considerar foco con dimensiones respecto al modelo de foco puntual.

5.- Variación en el software gráfico, ya que ahora se obtiene una representación de todos los sismogramas generados, los correspondientes a foco puntual y los correspondientes al modelo de fuente con dimensiones, junto a las funciones temporales para cada estación y caso.

A continuación se explican estos cambios, centrándonos sobre todo en la elaboración de la función temporal de la fuente.

1.- Generación de la función temporal. Los desplazamientos elásticos para el campo lejano para las ondas P y S, bajo el modelo de falla rectangular de Haskell, vienen dados por la ecuación (1.33), pero resulta más sencillo calcularlos bajo la siguiente aproximación: considerar una serie de N fuentes puntuales a lo largo de la dirección de ruptura, regularmente espaciadas una cantidad Δx (figura 3.2), lo cual equivale a una relajación súbita de esfuerzos en cada uno de los puntos. Si la longitud de la fractura es L , la distancia entre las fuentes puntuales vendrá dada por

$$\Delta x = \frac{L}{N - 1} \quad (3.4)$$

Así el desplazamiento para un punto situado a una distancia r del origen de la ruptura, para la onda P o S, será el resultado de la suma, con el correspondiente retraso temporal, de los desplazamientos u_k causados por cada una de las fuentes puntuales elementales. Es decir

$$u(r, t) = \sum_{k=1}^N u_k(r_k, t - t_k) \quad (3.5)$$

donde t_k es el tiempo de llegada a la estación del impulso emitido por la fuente k que se encuentra a una distancia r_k de dicha estación.

Por otro lado, cada fuente se encuentra a una distancia x del punto 0 en el que se origina la ruptura, la cual se propaga en un sólo sentido a velocidad v_r . Además, la distancia r_k es

$$r_k = r - x \cos \theta \quad (3.6)$$

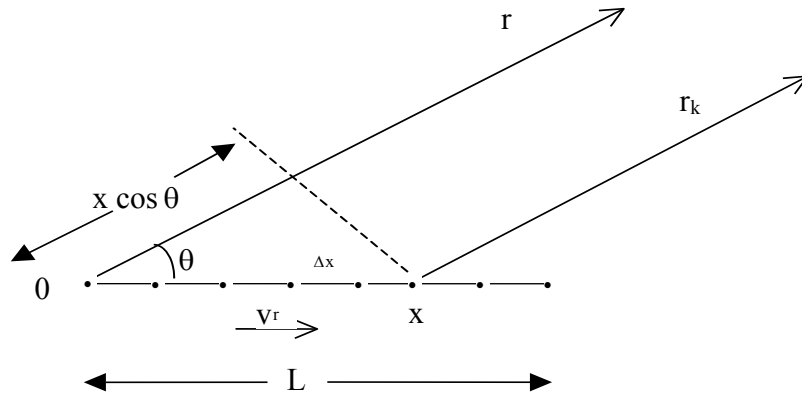


Fig. 3.2 Aproximación de una falla rectangular, de longitud L y velocidad de ruptura v_r , mediante N fuentes puntuales espaciadas Δx .

por lo que el tiempo t_k será

$$t_k = \frac{r_k}{c} + \frac{x}{v_r} = \frac{r}{c} + \frac{x}{c} \left(\frac{c}{v_r} - \cos \theta \right) \quad (3.7)$$

Si consideramos que la ruptura se propaga en una dirección horizontal (figura 2.7), se verifica como vimos que

$$\cos \theta = \cos(\phi_{es} - \phi_r) \sin i_h \quad (3.8)$$

El desplazamiento $u_k(r_k, t - t_k)$, correspondiente a cada fuente puntual, se puede expresar mediante una ecuación análoga a la (1.12), con lo cual si a cada fuente le corresponde un momento sísmico escalar m_k , podemos poner

$$u(r, t) = \frac{R(\phi, i_h)}{4\pi c^3 \rho r} \sum_{k=1}^N m_k f^*(t - t_k) \quad (3.9)$$

donde $f^*(t - t_k)$ es la función temporal correspondiente a la fuente puntual k . El sumatorio a su vez se puede expresar como

$$\sum_{k=1}^N m_k f^*(t - t_k) = fta(t - t_k) \quad (3.10)$$

donde $f_{ta}(t - t_k)$ es la función temporal *aparente*, distinta para cada estación ya que depende del tiempo de llegada (t_k) que a su vez es función del ángulo θ , es decir, depende del acimut de la estación.

Cada una de las funciones temporales elementales $f^*(t - t_k)$ se pueden obtener de distintas maneras. Aquí se ha tomado como triángulos de longitud $2\tau_r$, siendo τ_r el tiempo de subida o formación. Como la velocidad de ruptura se ha tomado constante, este tiempo debe verificar (Herrero, 1994)

$$\tau_r = \frac{\Delta x}{v_r} \quad (3.11)$$

de manera que no se introduzcan discontinuidades sin sentido físico en la función temporal resultante $f_{ta}(t - t_k)$ de las estaciones perpendiculares a la ruptura. Sin embargo, como se explicará más adelante, hemos preferido variar la duración de cada triángulo según el acimut de cada estación j en la forma

$$\tau_{rj} = \tau_r \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta_j\right) \quad (3.12)$$

de manera que los triángulos se solapen adecuadamente en el tiempo en todas las estaciones, no sólo en las perpendiculares a la ruptura. Así, por ejemplo, si a todas las fuentes les correspondiera el mismo momento m_k , la función temporal aparente resultante sería un trapecio (figura 3.3), con una duración distinta para cada estación según la expresión

$$\tau_{cj} = \frac{L}{v_r} - \frac{L \cos \theta_j}{c} \quad (3.13)$$

como vimos que ocurría en el modelo de Haskell.

Como hemos comentado, el programa tiene como objetivo realizar una comparación entre sismogramas generados bajo la aproximación de foco puntual con los generados bajo el modelo de foco con dimensiones. Para el modelo de fuente puntual, se ha empleado una función consistente en una serie de triángulos de duración $2\tau_r$ y con la misma amplitud, los cuales se solapan de manera que la resultante es una función trapezoidal con la misma duración (τ_c) y amplitud para todas las estaciones (figura 3.3). Para el modelo de foco con dimensiones la duración de cada triángulo se modifica como se ha explicado, tomando la amplitud inversamente proporcional a la duración final. Así la función temporal será también un trapecio para todas las estaciones, pero con duración y amplitud diferente según el

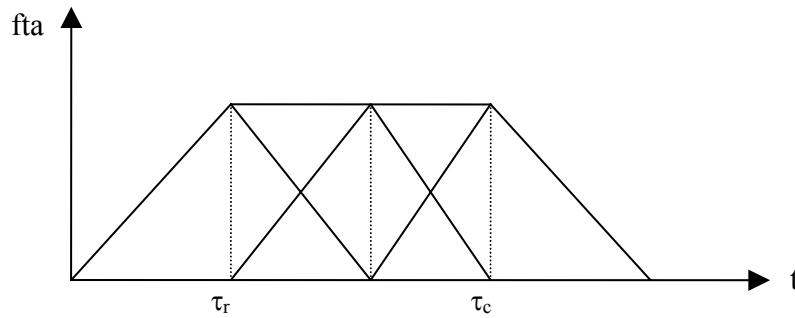


Fig. 3.3 Ejemplo de función temporal trapezoidal resultante de triángulos con la misma amplitud.

acimut de cada una. Para las estaciones perpendiculares a la ruptura, coinciden las funciones temporales de los dos modelos. El área bajo la función temporal debe ser la misma para todas las estaciones y en este algoritmo se ha normalizado a la unidad.

2.- Respuesta instrumental. En el programa de partida la respuesta instrumental correspondía a instrumentos de corto periodo o de largo periodo, mientras que en el programa MODE, la respuesta instrumental tiene la forma de polos y ceros, como corresponde a los instrumentos de banda ancha. Dicha respuesta viene dada por la ecuación (1.50). Como queremos obtener una señal proporcional al desplazamiento, la respuesta instrumental puede ir en velocidad o en desplazamiento, como se explicó en la sección 1.4.

3.- Variaciones en la secuencia. El programa permite comparar entre sí, los sismogramas sintéticos obtenidos con distintos valores de la longitud y velocidad de la ruptura, así como las correspondientes funciones temporales, al proporcionar si se desea una representación gráfica conjunta de las soluciones. Así, con una sola figura podemos analizar el efecto de estos parámetros.

4.- Cálculo del rms . Para tener una medida de los cambios que introduce el efecto de directividad en los sismogramas con respecto a la aproximación de foco puntual, se ha calculado un rms normalizado mediante la expresión

$$rms = \sqrt{\frac{\sum_{l=1}^{NS} \sum_{i=1}^{NP} [s(i) - sd(i)]_l^2}{\sum_{l=1}^{NS} \sum_{i=1}^{NP} [s(i)]_l^2}} \quad (3.14)$$

donde NP es el número de puntos que componen cada sismograma, NS el número de estaciones y $s(i)$ y $sd(i)$ los sismogramas generados bajo la aproximación de foco puntual y

foco con dimensiones respectivamente. Así se comparan los sismogramas obtenidos con la aproximación de foco puntual y extenso.

Una versión de este programa, llamada MODEDIR, permite modelar formas de ondas observadas considerando el efecto de directividad, ya que permite comparar sismogramas sintéticos generados bajo el modelo de fuente con dimensiones, con sismogramas observados en distintas estaciones, con el fin de realizar un ajuste visual. Realmente, se trata de un programa para resolver el problema inverso, pero se cita aquí al tener la misma estructura que el programa MODE. Para esta versión, se puede evaluar las diferencias entre los sismogramas observados y sintéticos mediante el rms dado por la ecuación (3.14), correspondiendo en este caso $sd(i)$ a las amplitudes de los sismogramas observados.

3.2.2 Problema inverso.

Una vez resuelto el problema directo para el modelo de fuente con dimensiones, el siguiente paso es decidir como resolveremos el problema inverso bajo este modelo, es decir, como calcularemos la función temporal de la fuente (por tanto el momento sísmico escalar) y la longitud y velocidad de la ruptura, así como la orientación del plano de falla y la profundidad. Para disminuir el número de incógnitas, la profundidad y la orientación del plano de falla se pueden dar como datos, manteniéndolos fijos, calculándose previamente por ejemplo mediante la aproximación de foco puntual, a partir del signo del primer impulso de la onda P, etc.

Una forma de resolver dicho problema inverso es mediante algoritmos consistentes en ajustes por mínimos cuadrados, tratándose por tanto de métodos matemáticos lineales, muy utilizados en la aproximación de foco puntual. Sin embargo, para el modelo de fuente con dimensiones, dada la complejidad de la función temporal, se obtienen mejores resultados con métodos en los que no se realiza una linearización, como es el caso del método que se ha seguido en este estudio.

Lógicamente, estos métodos no lineales también se pueden emplear para la aproximación de foco puntual, pero como suelen consumir un tiempo de cálculo mucho mayor, su uso bajo esta aproximación tiene interés cuando los métodos lineales resultan insuficientes, lo cual ocurre cuando el proceso de ruptura es muy complejo, es decir, en el caso de terremotos de tamaño moderado y grande ($m_b \geq 6.5$).

3.2.2.1 Programa INVEDIR.

El programa ya citado desarrollado por (Deschamps et al., 1980), ha sufrido posteriores modificaciones por parte de otros autores (Buform et al., 1997 ; Vaillant, 1998). Para resolver el problema inverso, se ha elaborado el programa INVEDIR, a partir de la versión de este último autor que incorpora el algoritmo desarrollado por (Courboulex, 1995). Este algoritmo se basa en un método no lineal de inversión que describirimos brevemente. También se describirá la forma de generar la función temporal y las modificaciones más importantes.

Finalmente, se detallarán los pasos que componen la preparación de los datos para aplicar el programa, así como los test que se han aplicado para verificar el correcto funcionamiento del mismo.

Método numérico. El método numérico de inversión empleado, forma parte de la familia de métodos del tipo Monte-Carlo y cuya descripción se puede encontrar en (Kirkpatrick et al., 1983). En líneas generales, consiste en realizar una serie de variaciones aleatorias en los valores de los parámetros de nuestro modelo para encontrar la solución óptima, la cual corresponde al mínimo de nuestra *función de corte*, que mide la diferencia entre los datos observados y los sintéticos. Se trata de un algoritmo de optimización que se basa en una analogía con los mecanismos estadísticos que rigen el comportamiento de un conjunto de átomos, en concreto, en la probabilidad de Boltzmann asociada a cada configuración de un sistema de átomos idénticos definidos por su posición $\{r_i\}$ que viene dada por $\exp[-S(\{r_i\})/k_B T]$, donde $S(\{r_i\})$ representa la energía de la configuración, k_B la constante de Boltzmann y T la temperatura.

En nuestro método la energía se corresponde con la función de corte y la temperatura es un parámetro que controla la evolución del sistema pero que no tiene un significado físico, sino que mantiene el nombre por razones históricas.

En concreto, el algoritmo utilizado es el de Metropolis (Hartzell y Liu, 1995 ; Ihmlé, 1996), en el que a medida que se asignan valores aleatorios a los parámetros, manteniendo la temperatura constante, la probabilidad de aceptación de una nueva configuración viene dada por 1 si $\Delta S < 0$ y por $\exp(-\Delta S/T)$ si $\Delta S > 0$, siendo ΔS la variación de energía correspondiente. Esta probabilidad es tal que el modelo es aceptado si es mejor que el precedente y en caso contrario, tendrá una cierta probabilidad de ser aceptado, es decir, no será rechazado completamente. Se comienza con un valor alto de la temperatura y posteriormente se va disminuyendo antes de comenzar nuevas iteraciones, con lo cual se estudia un espacio

de posibles soluciones mucho mayor. Con esto se pretende evitar los problemas de la no unicidad de un mínimo, ya que cuando existen varios es necesario explorar todo el espacio de soluciones.

A temperaturas altas casi todos los modelos ensayados son aceptados, ya que por un lado la energía suele disminuir y por otro porque la probabilidad de aceptación de un aumento de dicha energía es grande. Sin embargo, a bajas temperaturas son pocos los modelos aceptados, por lo que algunos autores, para ampliar el espacio analizado, prefieren emplear un algoritmo más rápido a estas bajas temperaturas que es el del *baño-maría* (Gibert y Virieux, 1991 ; Courboux, 1995), que consiste en explorar el espacio de soluciones alrededor de una solución inicial determinada por Metropolis o por otro método, sin hacer hipótesis de linealidad. Para el modelo de foco puntual suele ser suficiente con el método de Metrópolis.

El método consiste por tanto en la iteración de un problema directo en el que se van cambiando los parámetros de entrada. Estos parámetros son la función temporal (por tanto el momento sísmico escalar) y la orientación del plano de falla. La profundidad permanece fija, pudiéndose estimar probando distintos valores y eligiendo el que ofrece mejores resultados, dejando fija en este caso la orientación.

En primer lugar, se parte de una temperatura inicial elevada y se realizan N_T bajadas de la temperatura T . Para cada una de estas iteraciones, a T constante, se determinan N_M modelos en tiradas aleatorias, aplicándose el algoritmo de Metropolis a cada uno de ellos. Si un modelo se rechaza, se efectúa una nueva tirada en su entorno, hasta un máximo de 50 intentos, tras lo cual se pasa al modelo siguiente.

Para decidir si un modelo se acepta o no, es necesario calcular para cada uno el valor de la función de corte S y así su variación respecto al modelo precedente ΔS . Dicha función de corte mide las diferencias entre los sismogramas observados y los sintéticos y viene dada por la expresión

$$S = \frac{1}{N_{est}} \sum_{j=1}^{N_{est}} \frac{\sum_{k=1}^{N_{pts}} [y^{obs}(t_k) - y^{sin t}(t_k)]^2}{\sum_{k=1}^{N_{pts}} [y^{obs}(t_k)]^2} \quad (3.15)$$

donde N_{est} es el número de estaciones utilizadas, y^{obs} e $y^{sin t}$ los sismogramas observados y sintéticos respectivamente y N_{pts} el número de puntos de los sismogramas usados en el cálculo.

La temperatura inicial se determina a partir de 100 valores de S obtenidos variando aleatoriamente los parámetros a calcular

$$T_{inic} = \langle S(i) \rangle + \sigma(S(i)) \quad (3.16)$$

donde $\langle S(i) \rangle$ representa la media de los valores de S y $\sigma(S(i))$ la desviación típica. Una vez que se han determinado los N_M modelos a temperatura constante, se elige como mejor modelo el de menor S y se disminuye la temperatura siguiendo la ley exponencial siguiente

$$T(k+1) = T(k)e^{-\lambda T(k)/\sigma(S(n))} \quad (3.17)$$

donde λ es el parámetro que regula la velocidad de decrecimiento y $\sigma(S(n))$ la desviación típica del conjunto de valores de la función de corte para los modelos aceptados en la iteración k de temperatura.

Después de las N_T iteraciones por el método de Metropolis, se aplica el del baño-maría partiendo de la temperatura alcanzada (que ya es más baja) y de la solución obtenida, determinando otros N_M modelos a cada iteración, perturbando de forma aleatoria los valores de los parámetros de dicha solución. De nuevo estas N_M iteraciones se efectúan a temperatura constante, procediendo después a una bajada de la temperatura siguiendo la misma ley que en el algoritmo de Metropolis. Pero ahora la probabilidad de aceptación del valor p_k que puede tomar el parámetro p , con una energía asociada S_k , viene dada por

$$P(p_k) = \frac{e^{-S_k/T}}{\sum_{i=1}^{N_p} e^{-S_i/T}} \quad (3.18)$$

donde N_p es el número de posibles valores que puede tomar el parámetro y S_i la energía asociada a cada valor.

Generación de la función temporal. Para elaborar el sismograma sintético, la función temporal de la fuente se elabora de forma análoga a la descrita para el programa MODE. Se considera un modelo de fuente rectangular de longitud L , la cual se aproxima mediante N_F fuentes puntuales regularmente espaciadas una distancia Δx a lo largo de una dirección horizontal, es decir

$$\Delta x = \frac{L}{N_F - 1} \quad (3.19)$$

siendo la función temporal para cada una de ellas un triángulo de duración $2\tau_r$. En concreto, el parámetro a determinar es el momento sísmico escalar m_k de cada fuente puntual, o lo que es lo mismo, la amplitud de cada triángulo. Así la función temporal aparente resultante para cada estación j se puede expresar de forma similar a la ecuación (3.10) como

$$fta_j(t) = \sum_{k=1}^{N_F} m_k \text{ trian}(\tau_r, t - \tau_{jk}) \quad (3.20)$$

donde τ_{jk} es el retraso en la llegada a esa estación j del impulso emitido por la fuente k respecto a la llegada del impulso correspondiente al origen de la ruptura ($x = 0$)

$$\tau_{jk} = \frac{x}{v_r(k)} - \frac{x}{c} \cos \theta_j = \frac{x}{v_r(k)} - \frac{x}{c} \cos(\phi_j - \phi_{ruptura}) \text{ sen } i_h \quad (3.21)$$

Para el caso de fractura bilateral, la distancia x será positiva para la parte de la ruptura con el mismo acimut que la falla ($\phi_{ruptura}$) y negativa para el sentido contrario. Pero para este tipo de fractura la variación acimutal de la función temporal es mucho menor y a menudo es imposible distinguir entre ruptura bilateral y foco puntual (Lay y Wallace, 1995).

En cuanto al otro parámetro a determinar, la velocidad de ruptura, en este método no es constante sino que toma un valor $v_r(k)$ para cada fuente, siendo necesario dar el valor para la fuente origen. Para asegurar la continuidad de la ruptura se aplica la desigualdad de (Herrero, 1994)

$$\tau_r > \frac{\Delta x}{v_r^{\min}} \quad (3.22)$$

de manera que los triángulos se solapen adecuadamente. En el caso en que la velocidad de ruptura se mantenga constante a lo largo del proceso, se debe cumplir que

$$\tau_r = \frac{\Delta x}{v_r} \quad (3.23)$$

Modificaciones. Las modificaciones más relevantes son:

1.- Se ha añadido la corrección por la expansión geométrica del frente de ondas, es decir, el factor $g(\Delta)$ que viene dado por la ecuación (1.45), distinto para cada estación, ya que depende de la distancia epicentral. Esta corrección no estaba incluida en el

algoritmo y es de gran importancia, ya que influye notablemente en las amplitudes. No olvidemos que nuestro objetivo es ajustar no sólo la forma de los sismogramas si no también las amplitudes.

2.- Posibilidad de emplear observaciones de ondas SH además de las P, con lo cual, con la versión para foco puntual, el mecanismo focal queda mejor determinado, pudiendo ser especialmente útil en los casos de una mala distribución acimutal de las observaciones. Además, con la versión para foco con dimensiones se consigue una mejor determinación de los parámetros de la fractura, ya que como hemos explicado, el efecto de directividad se observa en mayor medida en las ondas SH. El añadir la opción de emplear ondas SH, implica cambios muy importantes en el programa, ya que es necesario introducir:

- a) La nueva velocidad de fase
- b) El patrón de radiación correspondiente a ondas SH y reflejadas que vienen dadas por la ecuación (1.8).
- c) La atenuación anelástica, ya que como hemos descrito en la sección 1.3, el término t^* es diferente para las ondas SH..
- d) La corrección por el efecto de la superficie libre, ecuación (1.42), diferente para las ondas P y SH..
- e) La respuesta instrumental, ya que en los instrumentos digitales de banda ancha suele ser diferente esta respuesta para las ondas P y las S.

3.- Cambios en la forma de calcular el momento sísmico escalar, de manera que va a venir dado por

$$M_0 = xnorm \times aire \times 10^{18} Nm \quad (3.24)$$

donde $xnorm$ es un coeficiente que debe aparecer al estar las amplitudes normalizadas a un momento de $10^{18} Nm$, siendo por tanto $xnorm$ el factor que nos separa de dicha cantidad; $aire$ es el área bajo la función temporal. La respuesta instrumental debe ir en *cuentas/cm*.

4.- Modificación en el proceso de elaboración de la función temporal. Se ha preferido variar la duración de cada triángulo de las fuentes puntuales según el acimut de la

estación (efecto directividad) en la forma

$$\tau_{r_j} = \tau_r \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta_j\right) \quad (3.25)$$

en lugar de calcularlo mediante el algoritmo. De esta forma no se introducen picos y discontinuidades artificiales en la función temporal aparente resultante, sobre todo en las estaciones anti-directivas, que originarían ondulaciones adicionales en los sismogramas sintéticos que no aparecen en los observados y que podrían atribuirse a efectos de sitio, ruido u otras causas artificiales.

Consideremos como ejemplo el caso en que todos los triángulos tienen la misma amplitud como el de la figura 3.4, correspondiente a una estación antidirectiva. Podemos observar que, si no aplicamos el efecto de directividad para obtener el nuevo tiempo de subida correspondiente a esta estación, los triángulos no se solapan de forma adecuada (a), dando como resultado una función temporal aparente con unos picos que van a deformar la forma de onda.

Sin embargo, si variamos la anchura de cada triángulo en la forma descrita (b), la función temporal resultante para esta estación será un trapecio, tal y como propone el modelo de Haskell.

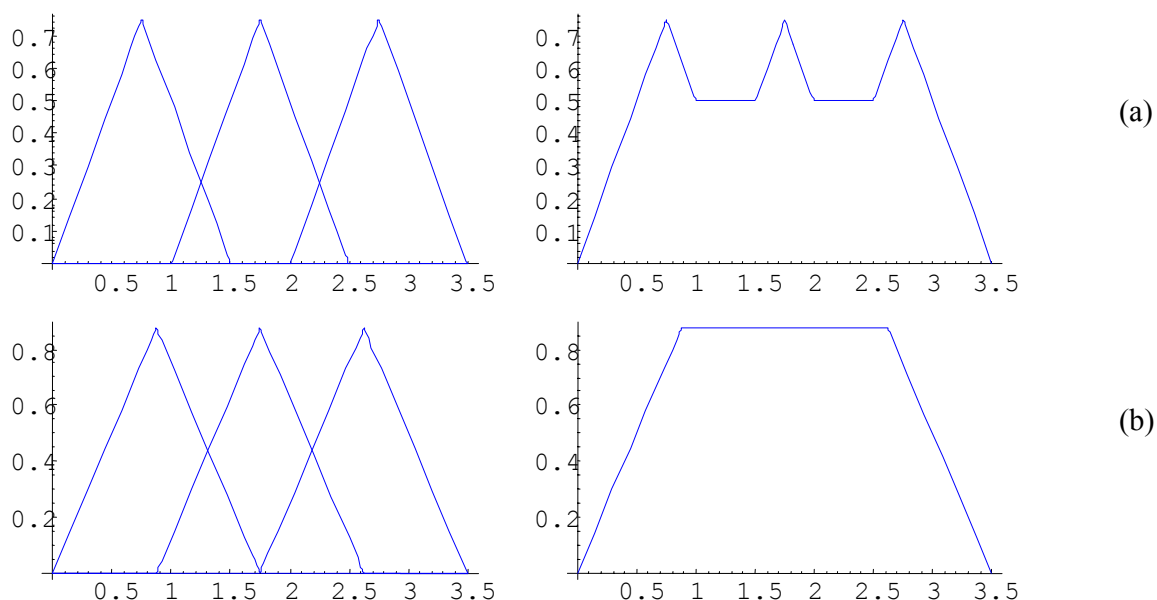


Fig. 3.4 Función temporal aparente para una estación anti-directiva: (a) sin modificar cada fuente elemental y (b) modificándolas teniendo en cuenta el efecto de directividad.

Esta forma de generar la función temporal de la fuente sísmica, permite evitar los picos inducidos por una mala generación de la misma. De esta forma, explicaría las conclusiones que muestra F. Courboux (1995), al afirmar que un episodio de ruptura complicado se observa mejor en una estación anti-directiva, basándose precisamente en estas ondulaciones en los sismogramas sintéticos, que en realidad se deben a un defecto en la elaboración de la función temporal.

Procesamiento de los datos. Si empleamos registros de estaciones digitales de banda ancha, para aplicar este algoritmo es necesario un primer paso de procesamiento de los datos, el cual consta de las siguientes etapas:

1.- Como los sismogramas originales suelen tener respuestas instrumentales diferentes de una estación a otra, el primer paso consiste en una deconvolución de la respuesta instrumental de cada estación y después en una convolución con una respuesta común a todos, con el fin de poder comparar mejor las señales. Esta respuesta común será la que tenga una banda pasante (parte plana) mayor, para conservar un máximo de información.

2.- Integración de los sismogramas que están en velocidad, para tener desplazamiento del suelo, ya que como se explicó en la sección 1.4 las formas de ondas son más sencillas. Para generar los sismogramas sintéticos, la respuesta debe ir en velocidad, tal como se expuso en la misma sección.

3.- Al integrar los sismogramas, se introducen bajas frecuencias que hay que filtrar. El filtro aplicado es un filtro de Butterworth de orden 3, cuyos bordes deben estar contenidos dentro de la banda pasante de la respuesta instrumental elegida como común y además deben contener la frecuencia de esquina, variando por tanto según el tamaño del sismo.

4.- Se varía el intervalo de muestreo, de manera que el número de puntos que componen nuestro sismograma sea menor. Los registros utilizados suelen ser los del canal BH, por tanto tienen un $\Delta t = 0.05 \text{ s}$ y para terremotos con $m_b \geq 6.5$ utilizar este intervalo implicaría un gran número de puntos. Se debe cumplir que $f_N = \frac{1}{2\Delta t} > f_c$, siendo f_N la frecuencia de Nyquist y f_c la frecuencia a partir de la cual el espectro de la señal es nulo.

5.- Se obtiene la componente SH a partir de las componentes NS y EW de la onda S, girándolas en la dirección radial y transversal.

6.- Finalmente, mediante un programa que hemos desarrollado (llamado SACVAI), se transforman nuestros datos, que están en formato SAC, al formato adecuado para nuestro programa, en ASCII.

Test realizados. Para comprobar la viabilidad del programa, tras las modificaciones realizadas, se ha llevado a cabo el siguiente test: en primer lugar, se han generado sismogramas bajo el modelo de fuente con dimensiones, mediante el programa para el problema directo MODE descrito anteriormente. Para ello se han empleado unos determinados valores de los parámetros de la ruptura (longitud y velocidad) y una determinada función temporal de la fuente, de forma que se conocen todos los parámetros que definen el modelo. Estos sismogramas, se han usado para resolver el problema inverso con el programa INVEDIR, tomándolos como si fueran sismogramas observados. A continuación mostramos los resultados para distintos valores de los parámetros y tipos de falla.

a) Caso de una falla de desgarre. Este tipo falla constituye uno de los casos más complejos en la modelización de la forma de ondas internas, siendo en general muy difícil realizar el ajuste de las amplitudes. Los datos de entrada que se han utilizado para generar los sismogramas se muestran en la Tabla 3.1.

Tabla 3.1. *Parámetros de entrada para generar los sismogramas teóricos.*

Orientación del plano de falla	acimut: $\phi = 96^\circ$ buzamiento: $\delta = 87^\circ$ - deslizamiento: $\lambda = 163^\circ$	
Profundidad	$h = 4 \text{ km}$ -	
Momento sísmico escalar	$M_o = 1.6 \times 10^{19} \text{ Nm}$ -	
Función temporal	n° de fuentes: 6 $\tau_r = 2 \text{ s}$ -	
Parámetros de la ruptura	$L = 20 \text{ km}$ $v_r = 2 \text{ km/s}$ acimut ruptura : 96°	$\Delta x = \tau_r v_r = 4 \text{ km}$

La función temporal se ha tomado con una forma sencilla, consistente en 6 triángulos de mitad de duración 2 s, todos con la misma amplitud, con lo cual la función resultante es un trapecio, similar al de la figura 3.3, con mayor o menor duración según el acimut de la estación. Dicha función se ha normalizado, de manera que el área bajo la curva valga la unidad.

Se han generado 16 observaciones de ondas P y 8 de ondas SH, tomándose una distribución de estaciones que cubra totalmente la esfera focal. En la figura 3.5 se muestra dicha distribución para las ondas P, así como los planos nodales para el mecanismo citado, representando las compresiones mediante círculos negros y las dilataciones mediante círculos en blanco. En la figura 3.6 se muestra las estaciones correspondientes a las ondas SH, correspondiendo los círculos negros a amplitudes positivas y los blancos a amplitudes negativas.

str= 96.0 dip= 87.0 rake= 163.0

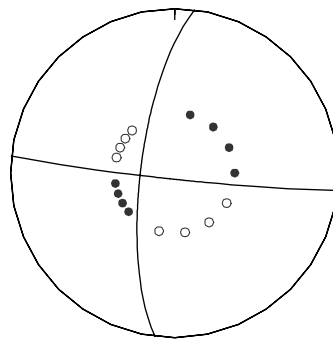


Fig. 3.5 Distribución de observaciones de ondas P: los círculos negros representan estaciones con compresiones y los blancos dilataciones. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

Todas las estaciones se han tomado a una distancia epicentral de 45° , siendo el ángulo de incidencia en el foco de 30° para las ondas P y 31° para las S. El factor de atenuación $g(\Delta)$ es de 0.51 y 0.46 respectivamente para dichas ondas.

En cuanto a la respuesta instrumental, se ha tomado una para las ondas P y otra para las SH, mostrándose en la figura 3.7 las respectivas curvas de amplitudes, correspondientes a la estación KIEV-BHZ y KIEV-BHN y que vienen dadas en velocidad, como suele ser lo habitual. En la Tabla 3.2 se muestran los valores de las constantes, polos y ceros correspondientes.

str= 96.0 dip= 87.0 rake= 163.0

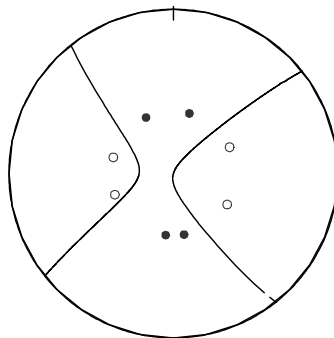


Fig. 3.6 Distribución de observaciones de ondas SH: los círculos negros representan amplitudes positivas y los blancos amplitudes negativas. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

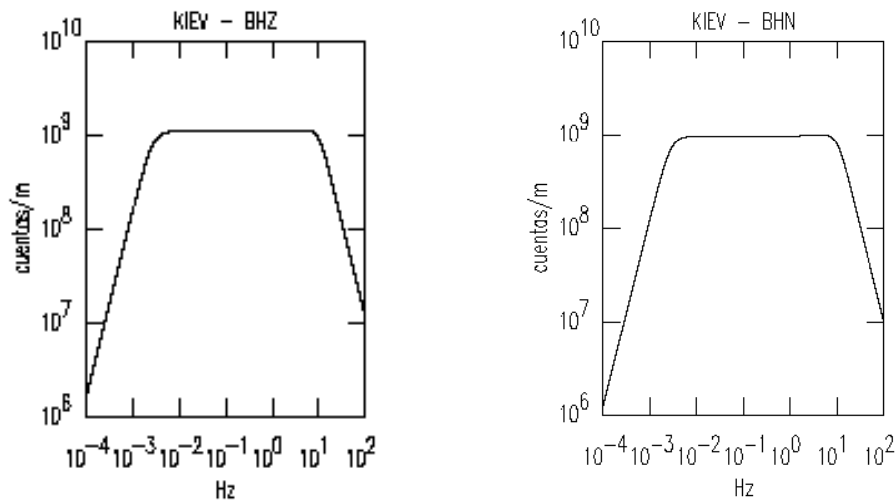


Fig. 3.7 Curva de amplitudes de la respuesta instrumental común a todas las estaciones: KIEV-BHZ para las observaciones de ondas P y KIEV-BHN para las SH.

Tabla 3.2. Respuesta instrumental empleada en el estudio.

Onda	Constantes	Ceros		Polos	
		real	imaginaria	real	imaginaria
P	$A_0 = 3.949 \times 10^3$	0.0	0.0	-0.012340	0.012340
		0.0	0.0	-0.012340	-0.012340
	$D_S = 1.096 \times 10^9 \text{ cuentas/m}$	0.0	0.0	-0.003918	0.004912
				-0.003918	-0.004912
SH	$A_0 = 3.949 \times 10^3$	0.0	0.0	-0.012340	0.012340
		0.0	0.0	-0.012340	-0.012340
	$D_S = 0.968 \times 10^9 \text{ cuentas/m}$	0.0	0.0	-0.003918	0.004912
				-0.003918	-0.004912

Además, se ha aplicado un filtro Butterworth de orden 3, con paso banda entre 0.005 Hz y 0.1 Hz, un valor conservador que puede servir como ejemplo, ya que como hemos indicado, cuando aplicamos el método a casos reales los sismogramas son filtrados.

Una vez generados los sismogramas con el programa MODE bajo el modelo de fuente con dimensiones, hemos resuelto el problema inverso con el programa INVEDIR, dando como datos la misma profundidad y el mismo mecanismo focal, parámetros que permanecerán fijos a lo largo del proceso de inversión. El filtro aplicado ha sido también el mismo. Se dan

también como datos los parámetros de la ruptura: el valor de la longitud de la fractura y el de la velocidad de ruptura. Así comprobaremos la capacidad del algoritmo para obtener la función temporal de la fuente y por tanto, el momento sísmico escalar.

Como resultado de la inversión, se ha obtenido un momento sísmico escalar $M_0 = 7.9 \times 10^{18} Nm$, que como vemos es menor que el correspondiente a los datos, pero del mismo orden de magnitud. La función temporal calculada es un trapecio igual que la función de entrada, ya que la amplitud calculada para todos los triángulos es la misma, variando la duración y amplitud con el acimut de la estación. El valor de la desviación típica (función de corte) obtenida para los sismogramas es de 0.22.

A continuación, se muestran las figuras con los resultados obtenidos, representándose los sismogramas generados (programa MODE), tomados como observaciones, a trazo continuo y los sismogramas obtenidos mediante este algoritmo a trazo discontinuo para cada estación, junto a las correspondientes funciones temporales.

En concreto, en la figura 3.8 se presentan las observaciones de ondas P correspondientes a las ocho primeras estaciones y en la figura 3.9 las correspondientes al resto, pudiéndose observar que las diferencias en los dos tipos de sismogramas son mínimas, igual que en la función temporal de la fuente. Vemos también como varía la amplitud y duración de dicha función temporal con el acimut de la estación, según el efecto de directividad.

Las estaciones para las que se tiene una diferencia mayor en la amplitud de la función temporal son por un lado EST3, EST4 y EST5 (estaciones directivas con acimutes entre 65° y 120°) y por otro lado EST9, EST10 y EST16 (casi perpendiculares a la dirección de ruptura, pues recordemos que el acimut de la ruptura es de $96^\circ E$).

Según esto, no podemos asegurar que estas diferencias guardan relación con el efecto de directividad, con la forma en que se genera la función temporal en el programa, sino más bien parecen debidas a errores de redondeo del todo aleatorios.

En cuanto a las ondas SH, en la figura 3.10 se muestran los resultados obtenidos, representando de nuevo a trazo continuo los sismogramas y funciones temporales generados con el programa MODE y a trazo discontinuo los resultantes al resolver el problema inverso con programa INVDIR.

Las estaciones directivas serían ESS2, ESS3 y ESS4 (con acimutes de 65° , 120° y 170°), mientras que las antidirectivas serían ESS6, ESS7 y ESS8 (con acimutes de 250° , 285° y

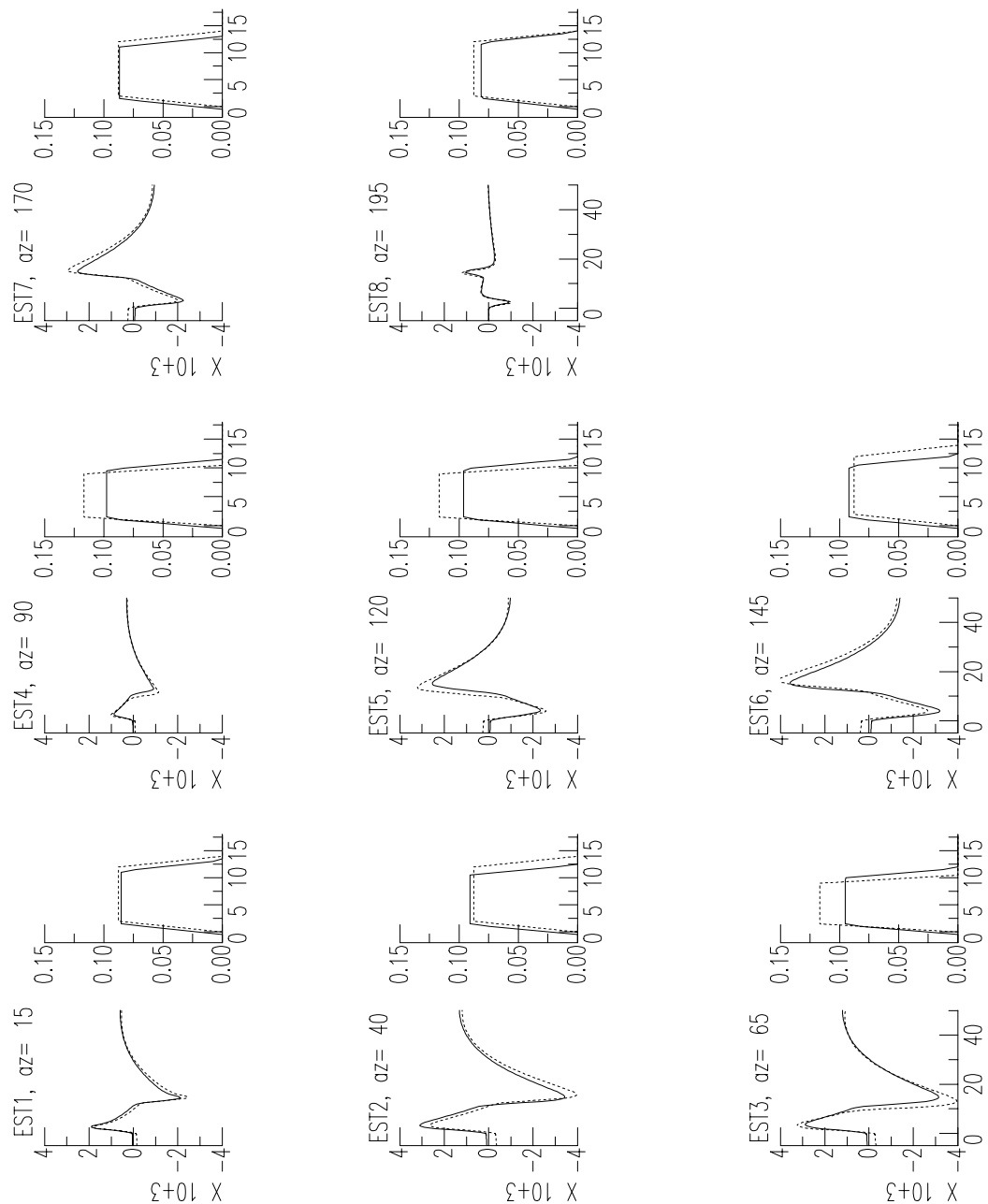


Fig. 3.8 Observaciones de ondas P : generadas con el programa MODE (trazo continuo) y calculadas con el programa INVEDIR (trazo discontinuo). Se indica el acimut de cada estación, estando el eje de abscisas en segundos, el de ordenadas para los sismogramas en cuentas y el de ordenadas de la función temporal en Nm.

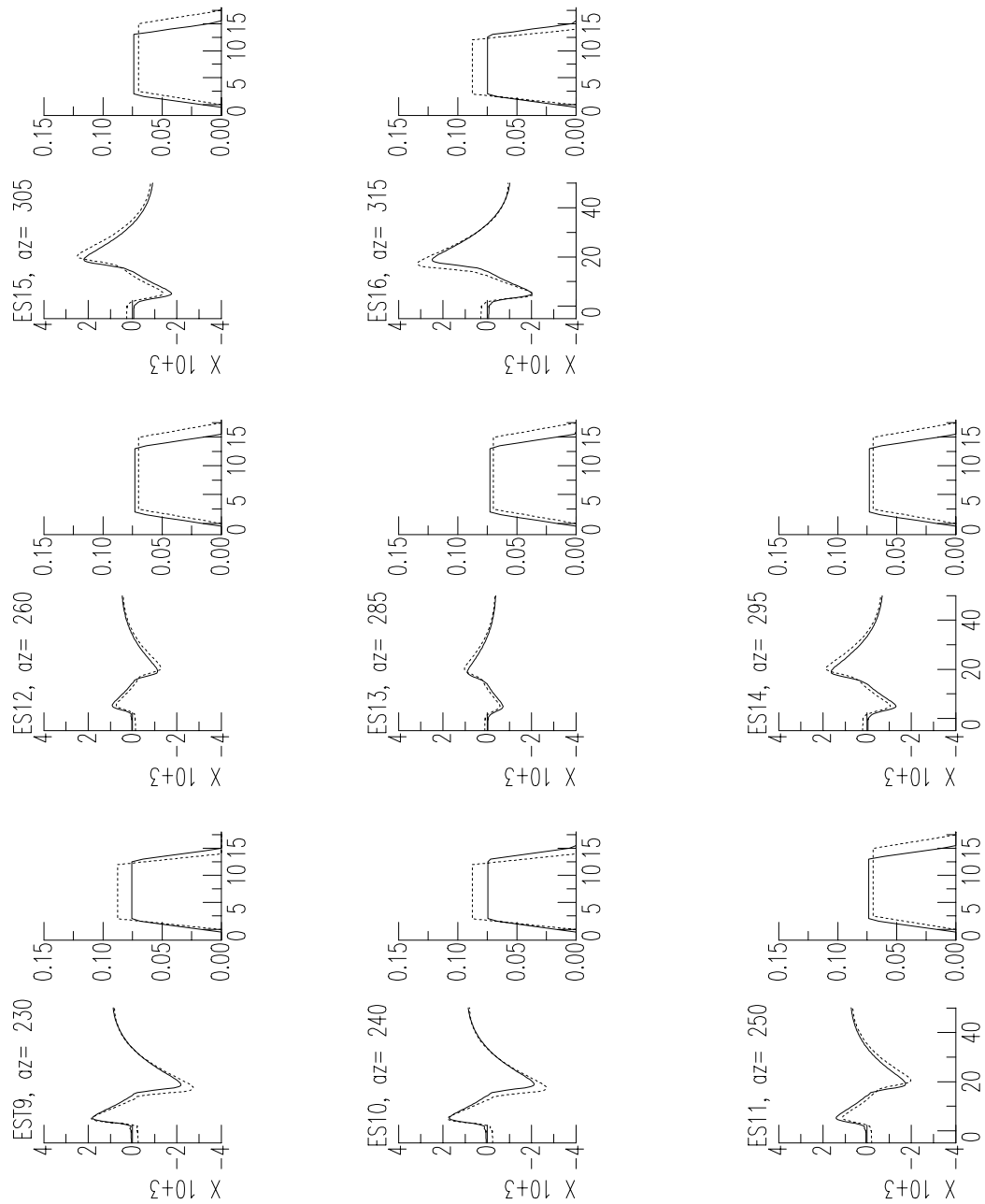


Fig. 3.9 Observaciones de ondas *P* : generadas con el programa *MODE* (trazo continuo) y calculadas con el programa *INVEDIR* (trazo discontinuo). Se indica el acimut de cada estación, estando el eje de abscisas en segundos, el de ordenadas para los sismogramas en cuentas y el de ordenadas de la función temporal en Nm.

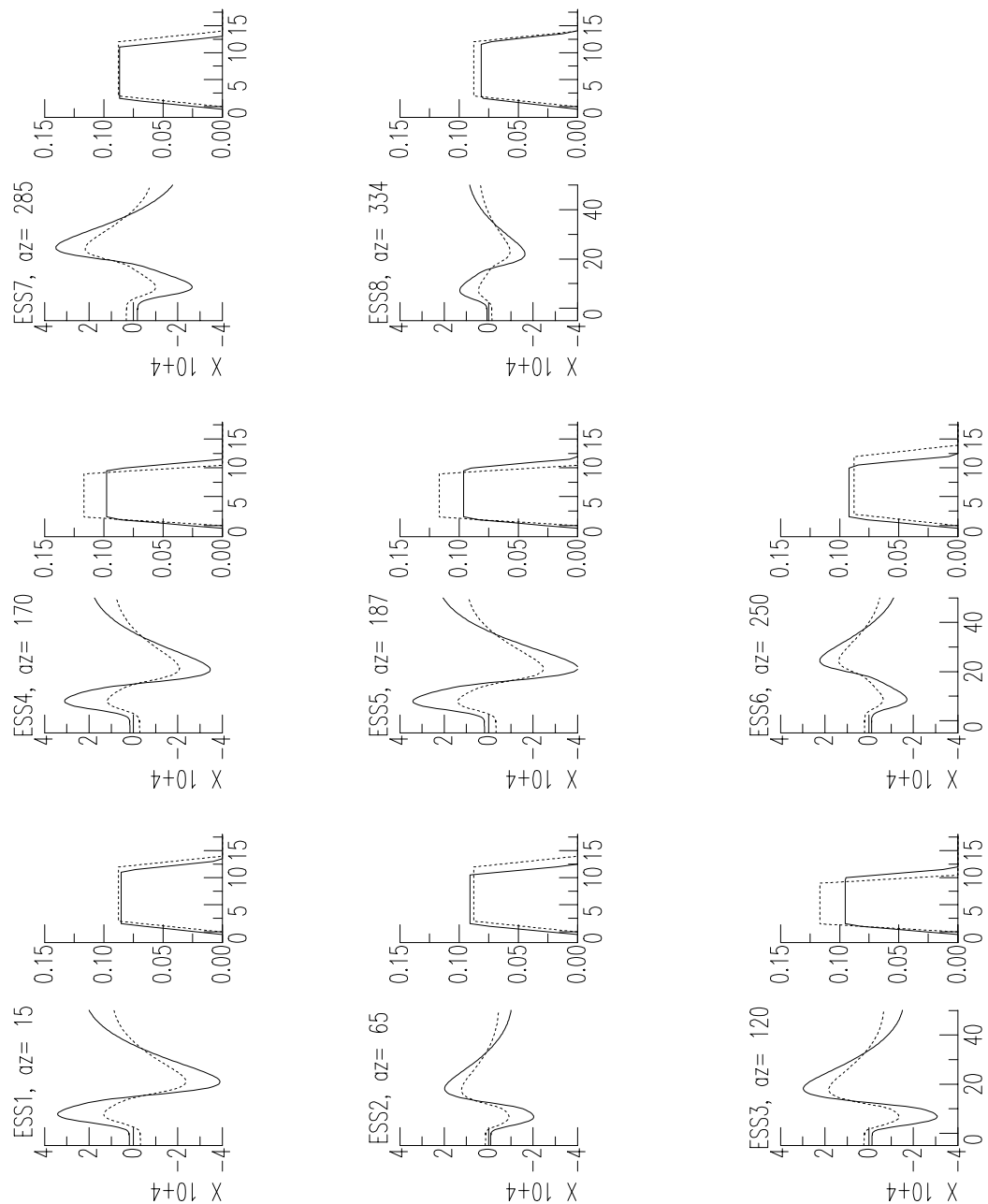


Fig. 3.10 Observaciones de ondas SH : generadas con el programa MODE (trazo continuo) y calculadas con el programa INVEDIR (trazo discontinuo). Se indica el acimut de cada estación, estando el eje de abscisas en segundos, el de ordenadas para los sismogramas en cuentas y el de ordenadas de la función temporal en Nm.

334°). Perpendiculares a la dirección de propagación de la ruptura podrían ser las estaciones las estaciones ESS1 y ESS5 (acimut 15° y 187° respectivamente). Las discrepancias para la función temporal son de nuevo muy pequeñas, siendo mayor en amplitud para las estaciones ESS3, ESS4 y ESS5 (con acimutes entre 120° y 187°), las cuales forman ángulos variados con la dirección de ruptura (24°, 74° y 91° respectivamente) y por tanto podemos decir de nuevo que estas diferencias no guardan relación con el efecto de directividad.

Observamos que para este caso de ondas SH, se tienen mayores diferencias en las amplitudes de los sismogramas que en el caso de las ondas P. En concreto, observamos que las amplitudes de los sismogramas sintéticos (obtenidos mediante el algoritmo no lineal que estamos analizando) son menores en todas las estaciones que las de los sismogramas generados con el programa MODE, que han sido dados como observaciones.

Pero, como veremos en capítulos posteriores, este efecto no se observa en el caso de observaciones reales, sino que por el contrario se suelen ajustar mejor que las P en cuanto a la amplitud se refiere, por lo que quizás estas diferencias sean debidas al hecho de tener el doble de observaciones de ondas P que de ondas SH.

b) Caso de una falla inversa y dimensiones mayores. En el test mostrado, la fuente empleada tenía una duración total de 14s, pero ¿tendríamos resultados diferentes con una fuente de mayor duración?. Para responder a esta pregunta, hemos aplicado el test a un terremoto de mayor tamaño y con un mecanismo de falla inversa por mostrar una orientación distinta, aunque el efecto de directividad no depende del mecanismo focal. Los datos de entrada en este caso se muestran en la Tabla 3.3.

Tabla 3.3. *Parámetros de entrada para una fuente mayor y falla inversa.*

orientación del plano de falla	$\phi = 87^\circ$ $\delta = 49^\circ$ $\lambda = 105^\circ$	
profundidad	$h = 10 \text{ km}$	
momento sísmico escalar	$M_o = 1.4 \times 10^{20} \text{ Nm}$	
función temporal	nº de fuentes: 15 $\tau_r = 3 \text{ s}$	
parámetros de la ruptura	$L = 126 \text{ km}$ $v_r = 3 \text{ km/s}$ <i>acimut ruptura : 79°</i>	$\Delta x = \tau_r v_r = 9 \text{ km}$

La función temporal se ha tomado de nuevo consistente en triángulos que se solapan de mitad de duración 2 s, todos con la misma amplitud. La respuesta instrumental es la

misma que en el test anterior. El número de observaciones se ha reducido, al tratarse de un mecanismo menos complejo que el anterior. En concreto, se han generado 8 observaciones de ondas P y 8 de ondas SH, mostrándose en la figura 3.11 la distribución para las P y los planos nodales correspondientes, representando las compresiones en negro y las dilataciones en blanco. En la figura 3.12 se presenta la distribución de observaciones de ondas SH, representándose mediante círculos negros las amplitudes positivas y en blanco las negativas. Como vemos, se han evitado las estaciones nodales, ya que suelen presentar más dificultad para realizar el ajuste, teniéndose de todas formas una buena distribución acimutal.

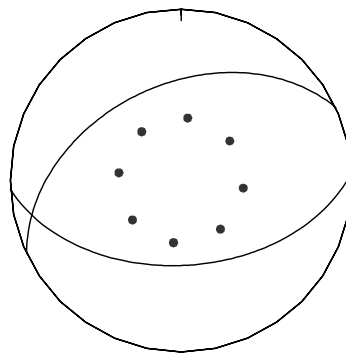


Fig. 3.11 *Distribución de observaciones de ondas P y planos nodales para un mecanismo de falla inversa. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.*

El momento sísmico escalar obtenido con el programa INVEDIR es $M_0 = 7.1 \times 10^{19} Nm$, de nuevo menor que el correspondiente a los datos, aunque del mismo orden, siendo el valor de la desviación típica obtenida de 0.28.

A continuación, se muestran los sismogramas generados con el programa MODE bajo la aproximación de fuente con dimensiones (tomados como observaciones) a trazo continuo y los sismogramas obtenidos tras la inversión a trazo discontinuo para cada estación, junto a las correspondientes funciones temporales.

str= 87.0 dip= 49.0 rake= 105.0

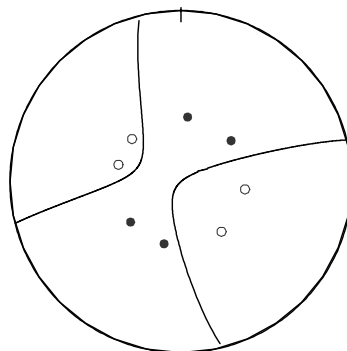


Fig. 3.12 Distribución de observaciones de ondas SH y planos nodales para un mecanismo de falla inversa. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

En concreto, en la figura 3.13 se presentan las observaciones de ondas P y en la figura 3.14 las correspondientes a las ondas SH, pudiéndose observar que las diferencias en los dos tipos de sismogramas son de nuevo mínimas, igual que en la función temporal de la fuente. De nuevo estas diferencias se presentan de forma aleatoria, sin guardar relación con el hecho de que una estación sea directiva o antidirectiva. Tampoco el tipo de mecanismo, falla de desgarre o inversa, o una mayor longitud de la fractura parece afectar a los resultados.

Según lo comentado, podemos asegurar que, con los cambios introducidos, este método para resolver el problema inverso en el caso de foco con dimensiones puede ofrecer buenos resultados en la determinación de la función temporal y de las características de la ruptura, manteniendo fijos los otros parámetros. Éstos se pueden obtener por otros métodos. Así por ejemplo, el mecanismo focal se puede obtener bajo la aproximación de foco puntual sin que se introduzcan grandes errores, igual que la profundidad.

Para calcular los parámetros de la ruptura, se probarán distintos valores, seleccionando los que proporcionan un mejor ajuste entre los sismogramas observados y los sintéticos, es decir, los que dan lugar a un mínimo de la función de corte descrita. Para obtener soluciones más fiables en un tiempo de cálculo menor, es aconsejable determinar previamente cual es la dirección de la ruptura. También se debe partir de unos valores iniciales adecuados para la longitud y la velocidad de ruptura, reduciendo así el campo de soluciones.

En concreto, para el caso de mecanismo de desgarre se puede analizar la función de directividad para las ondas Rayleigh según se ha descrito en el Capítulo 2. Para otro tipo de mecanismo, se puede al menos estimar las dimensiones de la fractura mediante el cálculo del espectro de amplitudes de las ondas P, SH o de las ondas Rayleigh.

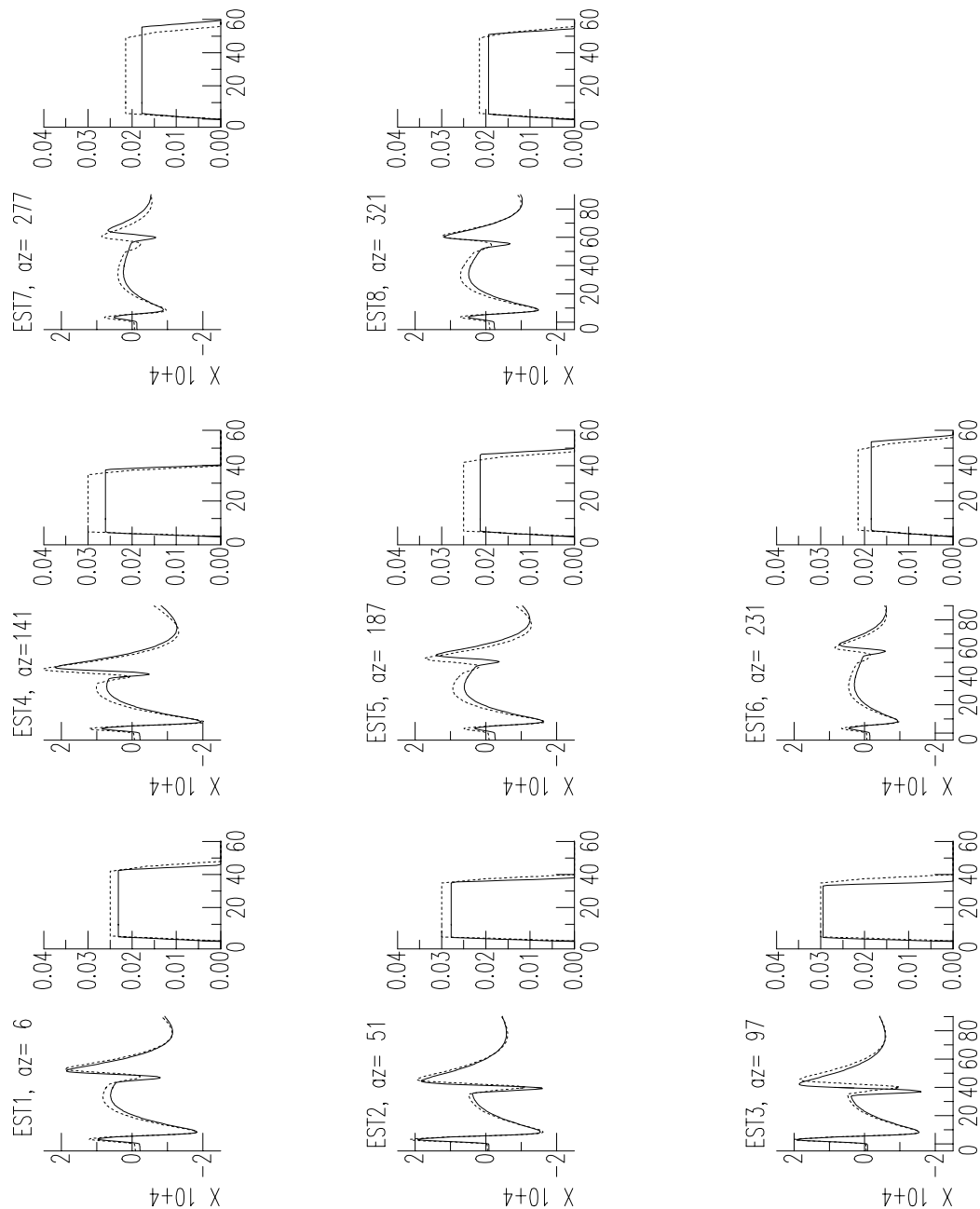


Fig. 3.13 Ejemplo de fuente mayor y falla inversa. Sismogramas para las ondas P obtenidos con el programa MODE (trazo continuo) y con el programa INVDIR (trazo discontinuo). Se indica el acimut de cada estación, estando el eje de abscisas en segundos, el de ordenadas para los sismogramas en cuentas y el de ordenadas de la función temporal en Nm.

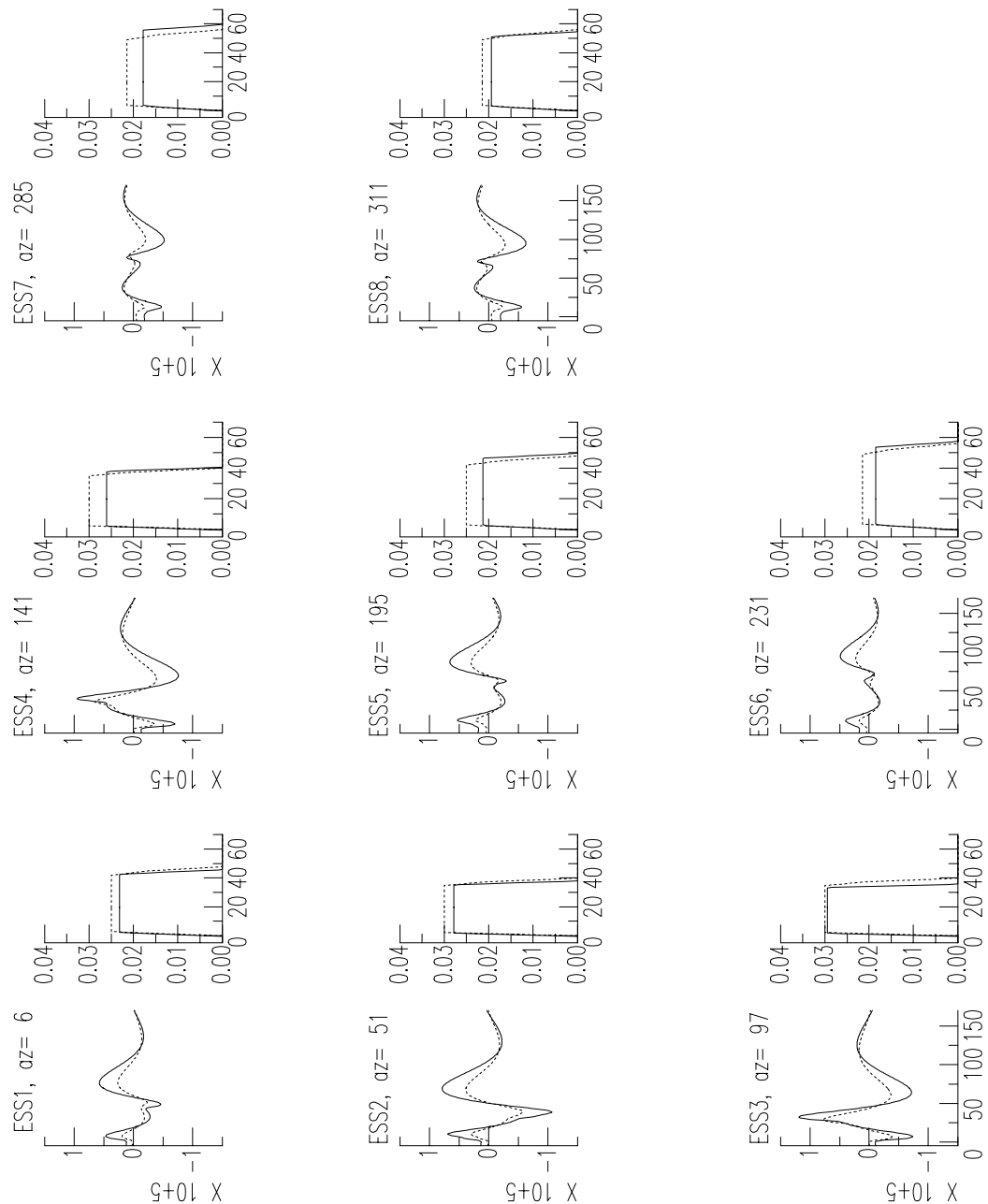


Fig. 3.14 Ejemplo de fuente mayor y falla inversa. Sismogramas para las ondas SH obtenidos con el programa MODE (trazo continuo) y con el programa INVEDIR (trazo discontinuo). Se indica el acimut de cada estación, estando el eje de abscisas en segundos, el de ordenadas para los sismogramas en cuentas y el de ordenadas de la función temporal en Nm.

3.2.3 Programas de dibujo

Una parte importante de esta tesis, ha sido el desarrollo y modificación de programas de dibujo. Dentro de los programas modificados, tenemos dos programas en lenguaje FORTRAN para elaborar distintas figuras, basados en el creado por Borges (1999) para representar la esfera focal y los sismogramas teóricos y observados para cada estación, junto a la función temporal de la fuente. Estos son:

- 1.- DIBMECA: dibuja sólo la esfera focal, tanto para la onda P como la SH, con los planos focales y las observaciones, representando ahora las amplitudes positivas mediante círculos negros y las negativas mediante círculos blanco (ejemplo: figura 3.12).
- 2.- DIB-WAVE: similar al programa de Borges (1999), pero ahora las amplitudes de los sismogramas no están normalizadas a ninguna distancia, incluyéndose además las escalas para dichas amplitudes y para la amplitud de la función temporal de la fuente.

3.3 Programas desarrollados.

3.3.1 Ondas Rayleigh

Se han desarrollado distintos programas para calcular la función de directividad para las ondas Rayleigh, de acuerdo con la ecuación (2.5). Con el fin de comprender mejor la utilidad de estos programas, a continuación se detalla el proceso seguido con dichas ondas.

Los registros utilizados corresponden a estaciones digitales de banda ancha de distintas redes internacionales (IRIS, GEOSCOPE, GEOFON), en formato SAC (Seismic Analysis Code). En concreto, se trata de registros de la componente vertical LHZ, al ser más apropiado el intervalo de muestreo (1 s) para el caso de las ondas LR. Los pasos dados son los siguientes:

- 1.- Realizar una deconvolución de la respuesta instrumental con el fin de obtener el desplazamiento del suelo. Se ha empleado la aplicación SAC2000, para lo cual se ha diseñado un macro que corrige de la media y realiza la deconvolución con la respuesta instrumental en desplazamiento.

En la figura 3.15 se muestra un ejemplo de este proceso, correspondiente al registro LHZ en la estación COLA del terremoto del 16 de Febrero de 1998 en la Dorsal Atlántica. En la figura superior (a), se muestra el sismograma original en cuentas,

en el que ya se ha corregido por el efecto de la media, mientras que en la figura (b) se tiene el desplazamiento del suelo en metros, ya que la señal ha sido deconvolucionada con el instrumento.

2.- Cortar la señal obtenida seleccionando la primera onda LR registrada, tomando el mismo número de puntos en cada pareja de estaciones para las que se calculará la función de directividad. Para realizar este paso, también se emplea la aplicación SAC2000.

Como ejemplo, en la 3.15 (c) se muestra la primera onda LR ya cortada para la misma estación.

3.- Conversión de formatos de los datos. Se ha pasado de formato SAC binario a formato ASCII. Este paso se ha llevado a cabo mediante un programa en lenguaje FORTRAN ya existente, el programa SACLEE (Bufo, 1992).

4.- Cálculo de la transformada de Fourier.

5.- Reducir las amplitudes de la segunda estación a la distancia epicentral de la primera, ya que como se explicó en el Capítulo 3, la función de directividad se obtiene dividiendo las amplitudes espectrales de la componente vertical de la onda LR, para estaciones situadas a la misma distancia epicentral, lo cual no suele ocurrir. Por eso, las amplitudes para la estación de menor acimut se reducen a la distancia epicentral de la estación de mayor acimut, mediante la ecuación (2.8).

6.- Calcular la función de directividad, dividiendo el espectro de amplitudes de cada par de estaciones.

Los pasos 4, 5 y 6 se han realizado mediante una aplicación desarrollada para el programa de cálculo científico *Mathematica* v.4.1., llamada *Cocie2b*. Esta aplicación nos permite primeramente, calcular y representar gráficamente los espectros de amplitudes correspondientes a cada estación, reduciéndolos las amplitudes a la misma distancia epicentral como se ha explicado. Además, realiza el cálculo de la función de directividad observada y de la función de directividad teórica, representándolas gráficamente por separado y de forma conjunta, con el fin de compararlas.

Esta aplicación, se muestra en el Apéndice A. Como podemos ver, se trata de un programa sencillo, en el que los datos de partida se introducen de forma cómoda.

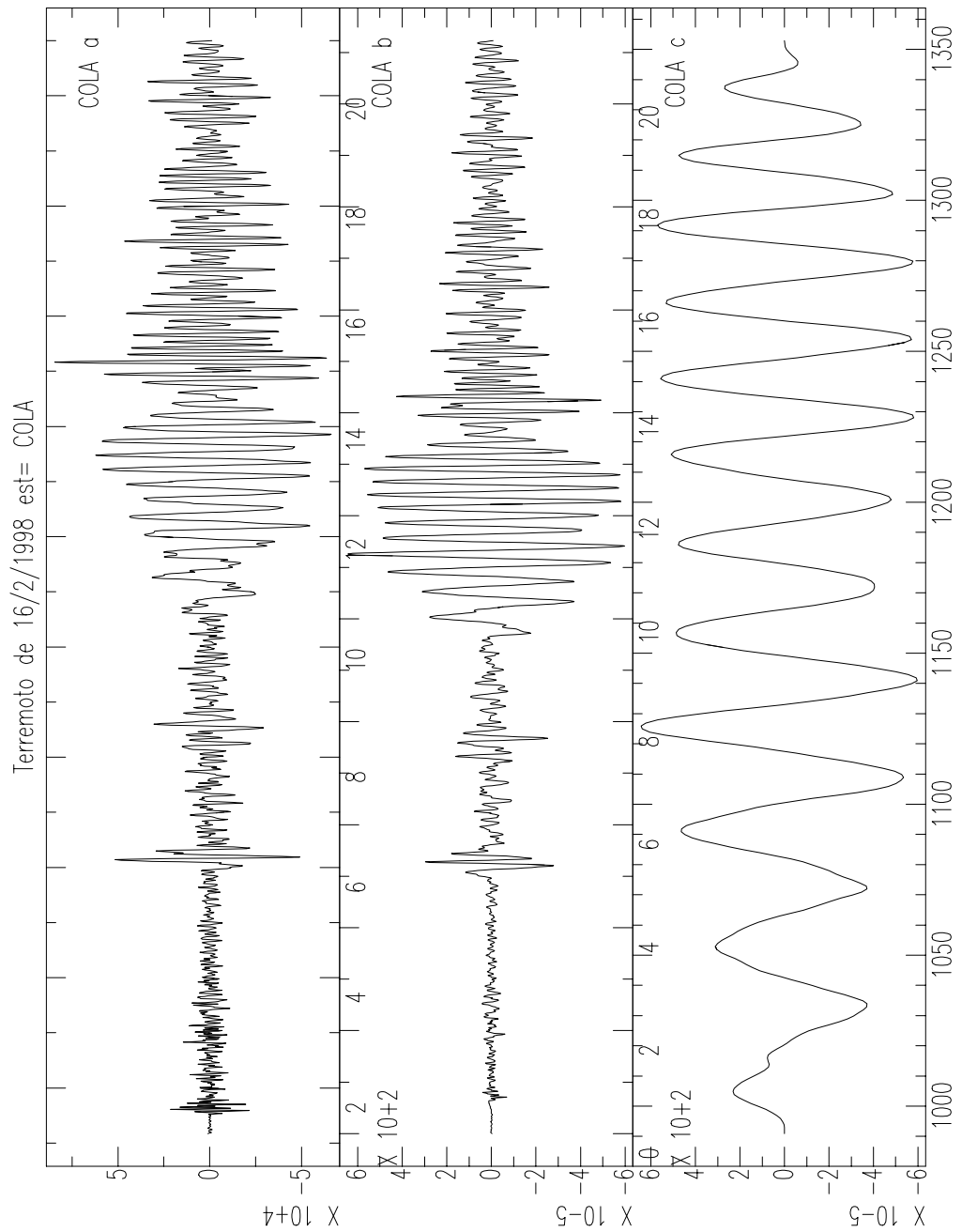


Fig. 3.15 Ejemplo para la estación COLA: a) sismograma original; b) deconvolucionado con el instrumento; c) ventana seleccionada conteniendo a la onda Rayleigh,

También hemos desarrollado, para este programa *Mathematica v.4.1.*, una aplicación que permitía el ajuste por mínimos cuadrados de las funciones de directividad observadas y teóricas para una estación, con el fin de calcular la longitud y velocidad de la ruptura, comprobándose que este método no ofrece buenos resultados a la hora de obtener estos parámetros, como se explicó en el Capítulo 2, dada la multiplicidad de posibles soluciones.

Capítulo 4

Estudio teórico del efecto de una fuente extensa en la forma de ondas internas

En este capítulo, se analizará como influyen en la forma de ondas internas P y SH los efectos de una fuente finita, es decir, las dimensiones de la fractura y la dirección, sentido y velocidad de la ruptura.

Además, intentaremos deducir cuales son los valores mínimos de las dimensiones de la fuente, a partir de los cuales hay que tener en cuenta el efecto de directividad. Para ello, se estudiarán una serie de casos teóricos, en los que se generan sismogramas sintéticos bajo los modelos de foco puntual y de fuente extensa mediante el programa MODE descrito en el capítulo anterior, a fin de comparar los resultados obtenidos en las dos aproximaciones.

4.1 Formas de onda

Para analizar la influencia de las dimensiones de la fuente en las formas de onda, hemos realizado un estudio consistente en comparar sismogramas teóricos obtenidos bajo la aproximación de foco puntual con sismogramas teóricos calculados considerando distintos valores para la longitud y la velocidad de la ruptura. El objetivo es analizar el efecto de considerar fuentes puntuales cuando las dimensiones de la fractura toma diversos valores.

El estudio se ha realizado bajo el modelo de falla rectangular de Haskell, aproximada por una serie de fuentes puntuales regularmente espaciadas (figura 3.2), considerando distintas orientaciones del plano de falla. Los sismogramas se han generado mediante el programa desarrollado para el problema directo, ya descrito en el Capítulo 3 (programa MODE).

Los sismogramas generados corresponden a registros en desplazamientos, utilizando como respuesta instrumental la correspondiente a un instrumento digital de banda ancha. Se ha empleado una respuesta instrumental para las ondas P y otra ligeramente diferente para las ondas SH, como suele ser lo habitual en las observaciones. Los valores de las constantes del instrumento para cada tipo de onda, los polos y los ceros, son los mismos que los mostrados en la Tabla 3.2, aunque con un cero añadido para trabajar en desplazamiento.

En primer lugar, se ha estudiado el caso de una falla de desgarre, definida por un acimut de 96° , un buzamiento de 87° y un ángulo de deslizamiento de 163° , mostrándose en las figuras 4.1 y 4.2 la distribución de observaciones de ondas P y SH respectivamente, así como los planos nodales correspondientes. Como se puede observar, se trata del mismo mecanismo empleado en el capítulo anterior, pero con una distribución diferente de estaciones.

Todas las estaciones se han tomado a la misma distancia epicentral (45°) y con una distribución acimutal uniforme. Para realizar este estudio, resulta suficiente el número de observaciones que hemos tomado, ya que un número mayor alargaría el tiempo de cálculo sin aportar ventajas, al estar uniformemente repartidas sobre la esfera focal. Como podemos ver, con las estaciones que hemos considerado abarcamos las posiciones más representativas para un correcto análisis del efecto de directividad, ya que hay estaciones situadas en la dirección de la ruptura (EST3 que es directiva, con un acimut de 97° y EST7 que es antidirectiva, con un acimut de 277°) y también perpendiculares a ella (EST1 y EST5 con acimutes de 6° y 187° respectivamente). Las estaciones EST2 y EST4 son directivas (acimut de 51° y 141°), mientras que las estaciones EST6 y EST8 son antidirectivas (acimut de 231° y 321°).

str= 96.0 dip= 87.0 rake= 163.0

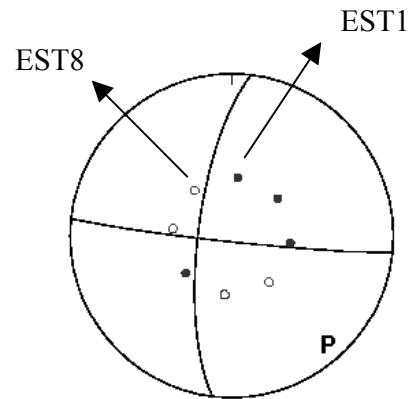


Fig. 4.1 Distribución de observaciones de ondas P: los círculos negros corresponden a compresiones y los blancos a dilataciones. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

str= 96.0 dip= 87.0 rake= 163.0

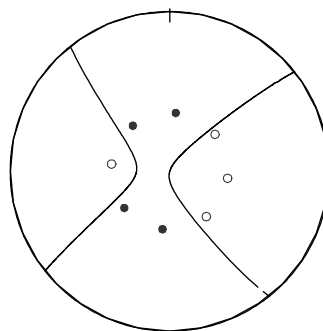


Fig. 4.2 Distribución de observaciones de ondas SH: los círculos negros corresponden a las amplitudes positivas y los blancos a las negativas. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

Para elaborar los sismogramas, se ha empleado el mismo número de fuentes puntuales para el modelo de foco puntual y para el de fuente con dimensiones, teniendo todos los triángulos la misma amplitud. De esta forma, la función temporal resultante será un trapecio, el cual variará en duración y amplitud según el acimut de la estación para el caso de la aproximación de fuente extensa. Para las estaciones perpendiculares a la dirección de la ruptura, las funciones temporales de los dos modelos serán iguales.

Los valores de los parámetros de orientación y tamaño y los valores de los parámetros de la ruptura, se presentan en la Tabla 4.1, donde τ_r representa la mitad de la duración de cada triángulo y Δx la distancia entre las fuentes puntuales.

Tabla 4.1. *Parámetros empleados en la generación de los sismogramas.*

Orientación del plano de falla	acimut: $\phi = 96^\circ$ buzamiento: $\delta = 87^\circ$ deslizamiento: $\lambda = 163^\circ$	
Profundidad	$h = 10 \text{ km}$	
Momento sísmico escalar	$M_o = 10^{20} \text{ Nm}$	
Función temporal	nº de fuentes: 21 $\tau_r = 2 \text{ s}$	
Parámetros de la ruptura	$L = 120 \text{ km}$ $v_r = 3 \text{ km/s}$ acimut ruptura : 96°	$\Delta x = \tau_r v_r = 6 \text{ km}$

En las figuras 4.3 y 4.4 se muestran los sismogramas sintéticos correspondientes a las ondas P y SH respectivamente. En ellas se representa mediante trazo continuo los sismogramas y funciones temporales correspondientes a cada estación, obtenidos mediante la aproximación de foco puntual y en trazo discontinuo los obtenidos para el modelo de foco con dimensiones.

El *rms* total, calculado mediante la ecuación (3.14), tiene un valor de 0.82 para las ondas P y de 0.79 para las ondas SH. Como vemos, el valor de este error para la onda SH es menor que para la P, a pesar de que el efecto de directividad es mayor para la SH, pero esto se debe a la forma en que se ha definido, al ser mayor la amplitud de la SH. Este tipo de error, tan dependiente de la amplitud, es útil por tanto para comprobar resultados correspondientes al mismo tipo de onda, pero no para comparar resultados de ondas P con resultados de ondas SH.

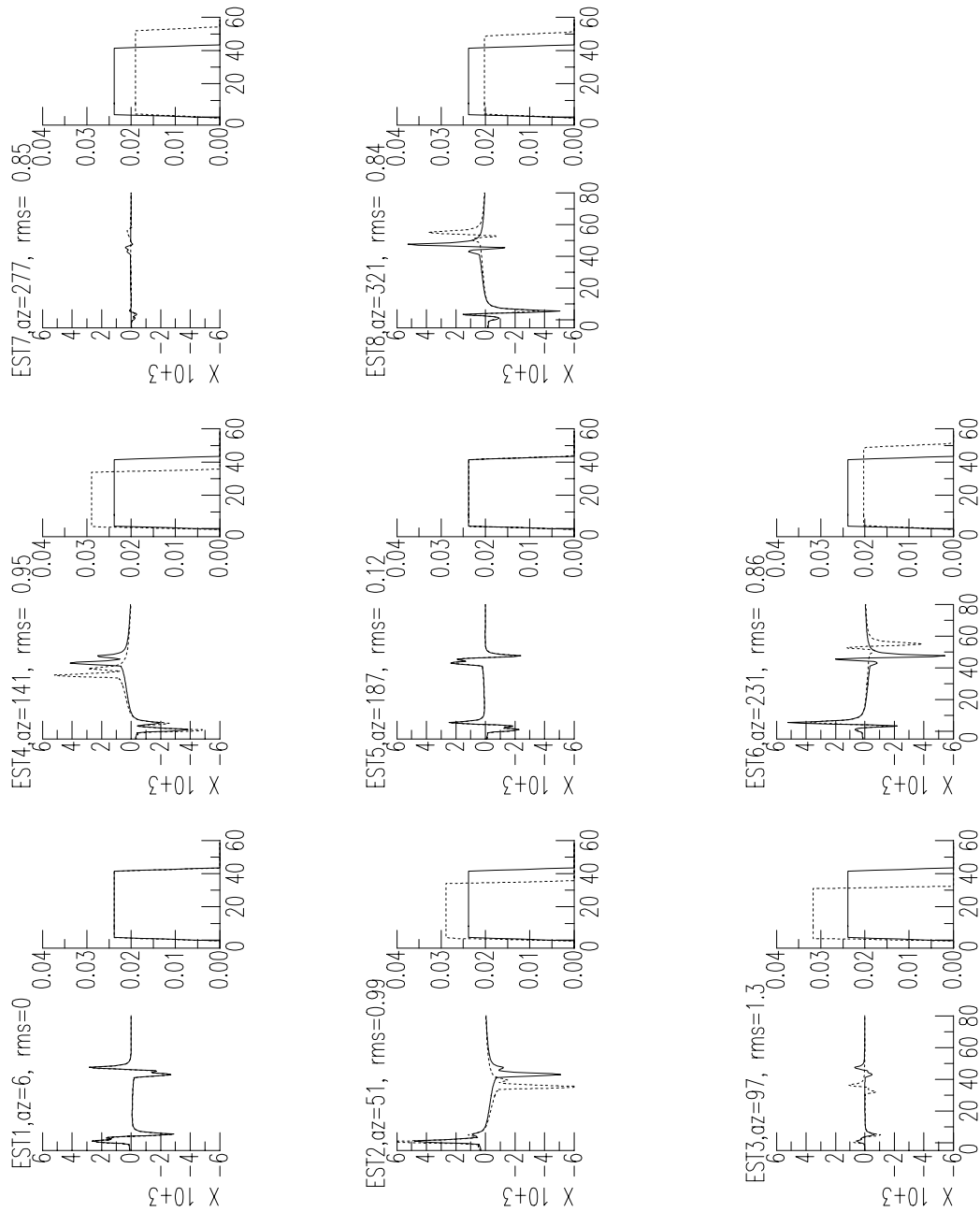


Fig. 4.3 Sismogramas teóricos para la onda P para la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente de longitud 120 km y una velocidad de ruptura de 3 km/s. Caso de una falla de desgarre. La escala de tiempos (eje de abcisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

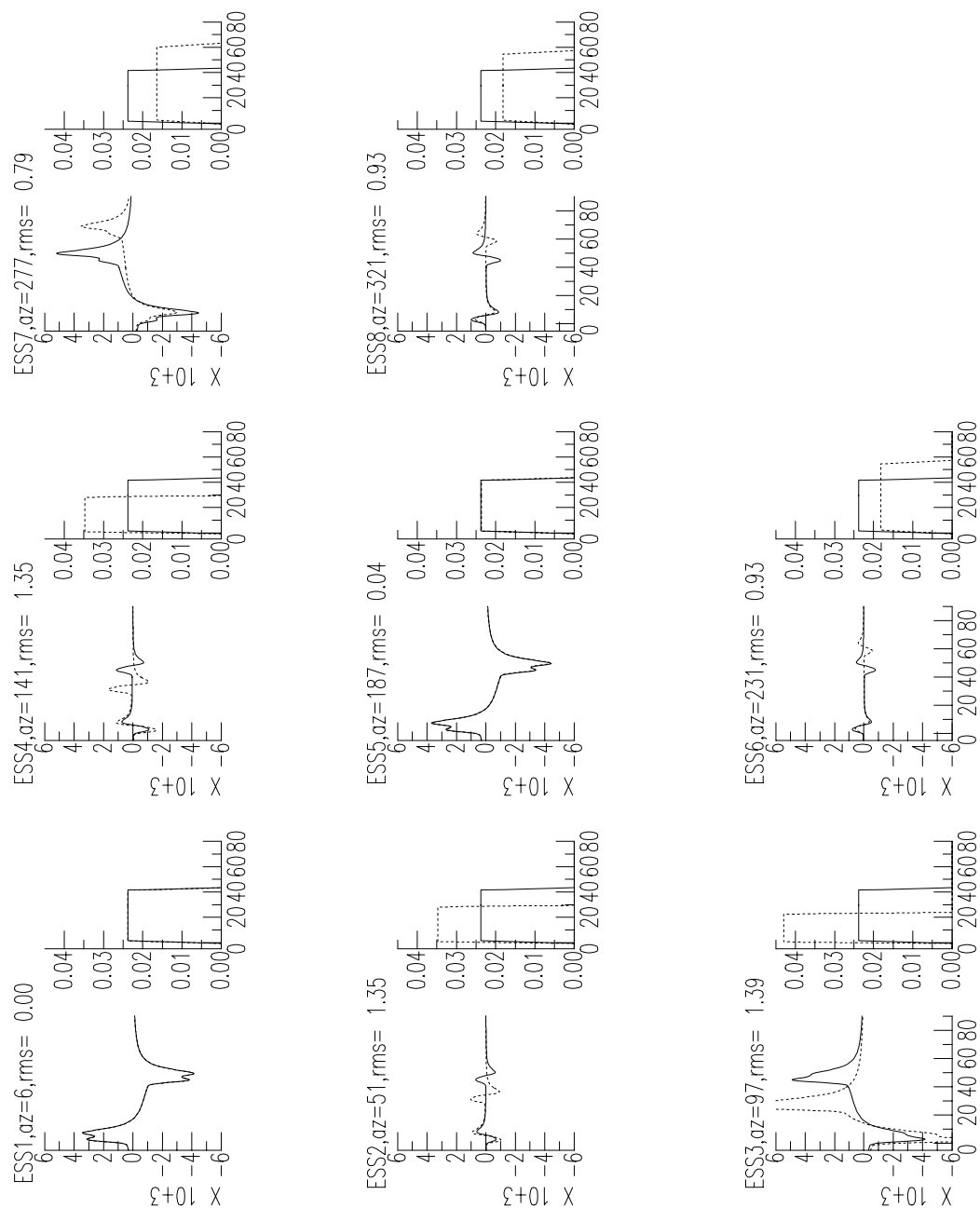


Fig. 4.4 Sismogramas teóricos para la onda SH para la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente de longitud 120 km y una velocidad de ruptura de 3 km/s. Caso de una falla de desgarre. La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

Para cada estación se muestra además el valor del acimut en grados y el valor del rms , que también se ha calculado mediante la ecuación (3.14) pero tomando igual a la unidad el número de estaciones.

Se observa en dichas figuras el efecto de directividad en la función temporal aparente y por tanto también en las formas de ondas obtenidas. La función temporal va sufriendo cambios en la duración y en la amplitud, según la posición de la estación respecto a la dirección de la ruptura (cuyo acimut es de 96°), pero sin variar el área bajo dicha función, la cual para todas las estaciones vale la unidad.

Así, para las estaciones directivas (EST2, EST3 y EST4, de acimutes 51° , 97° , 141°) la función temporal aparente muestra una duración menor y una amplitud mayor, lo cual da lugar a que en los sismogramas sintéticos correspondientes la amplitud de las fases sea mayor y aparezcan menos distanciadas en el tiempo que bajo el modelo de foco puntual.

En las estaciones antidirectivas (EST6, EST7 y EST8, de acimutes 231° , 277° y 321°) se observa el efecto contrario en las formas de ondas, es decir, las fases muestran menor amplitud y aparecen más distanciadas que para foco puntual, mientras que en las estaciones perpendiculares a la ruptura (EST1 y EST5, de acimutes 6° y 187°) no se producen cambios, siendo exactamente iguales los sismogramas para foco puntual y extenso.

También podemos notar como los cambios descritos son mayores para las ondas SH que para las P. En el caso de las ondas P, para la estación EST3 (acimut 97°) las diferencias entre los dos tipos de sismogramas son máximas, como se puede apreciar visualmente y también con el valor del rms , que es el mayor de todos ($rms = 1.3$). Las diferencias mínimas se tienen para la estación EST1 (acimut 6°), que es prácticamente perpendicular a la ruptura, con $rms = 0$.

Para las ondas SH, el valor mínimo se da también para las ESS1 (acimut 6°), mientras que el máximo ($rms = 1.35$) se tiene para la ESS4 (acimut 141°), siendo la ESS3 ($rms = 1.32$), de acimut 97° , la que se encuentra prácticamente en la dirección y sentido de la ruptura y la que sufre mayores cambios en la función temporal. Pero la diferencia entre estos valores del rms es muy pequeña y por tanto no es significativa, siendo mayor el correspondiente a la ESS4 probablemente por tratarse de una estación nodal.

Un segundo ejemplo es el caso en que la distribución de estaciones es la misma pero son diferentes el tipo de falla y la dirección de la ruptura. En concreto, se ha tomado de nuevo el

mismo tipo de mecanismo que en el capítulo anterior, el correspondiente a una falla inversa de acimut 87° , buzamiento 49° y ángulo de deslizamiento 105° , pero variando la distribución de estaciones para el caso de la onda SH. Se ha tomado como dirección de ruptura la de acimut 87° , mostrándose en las figuras 4.5 y 4.6 los planos nodales y las estaciones.

str= 87.0 dip= 49.0 rake= 105.0

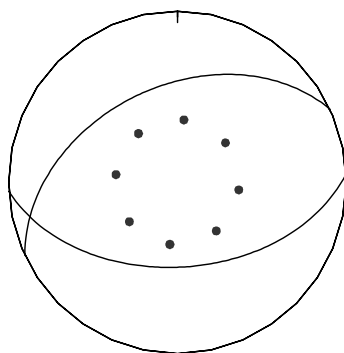


Fig. 4.5 Distribución de observaciones de ondas P: los círculos negros corresponden a compresiones y los blancos a dilataciones. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

Tanto la profundidad, como el momento sísmico escalar y la longitud y velocidad de la ruptura, se han tomado igual al ejemplo anterior, presentados en la Tabla 4.1. En las figuras 4.7 y 4.8, se muestran los resultados obtenidos para las formas de onda y la función temporal para cada estación, para el modelo de foco puntual (trazo continuo) y para el de fuente con dimensiones (trazo discontinuo), con $L = 120$ km y $v_r = 3$ km/s.

En este ejemplo, el valor del rms total obtenido es de 1.00 y 0.86 para las ondas P y SH respectivamente; vemos que de nuevo el valor del rms total es menor para la onda SH, pero el valor máximo para la SH es mayor que el valor máximo para la P y el valor mínimo es menor que el correspondiente a la P.

En el caso de la onda P, el máximo valor de este parámetro corresponde a la estación EST3 (acimut 97° , $rms = 1.25$), que es la más próxima a la dirección de propagación de la ruptura,

str= 87.0 dip= 49.0 rake= 105.0

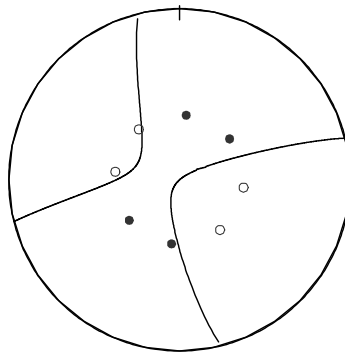


Fig. 4.6 Distribución de observaciones de ondas SH: los círculos negros corresponden a amplitudes positivas y los blancos a amplitudes negativas. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

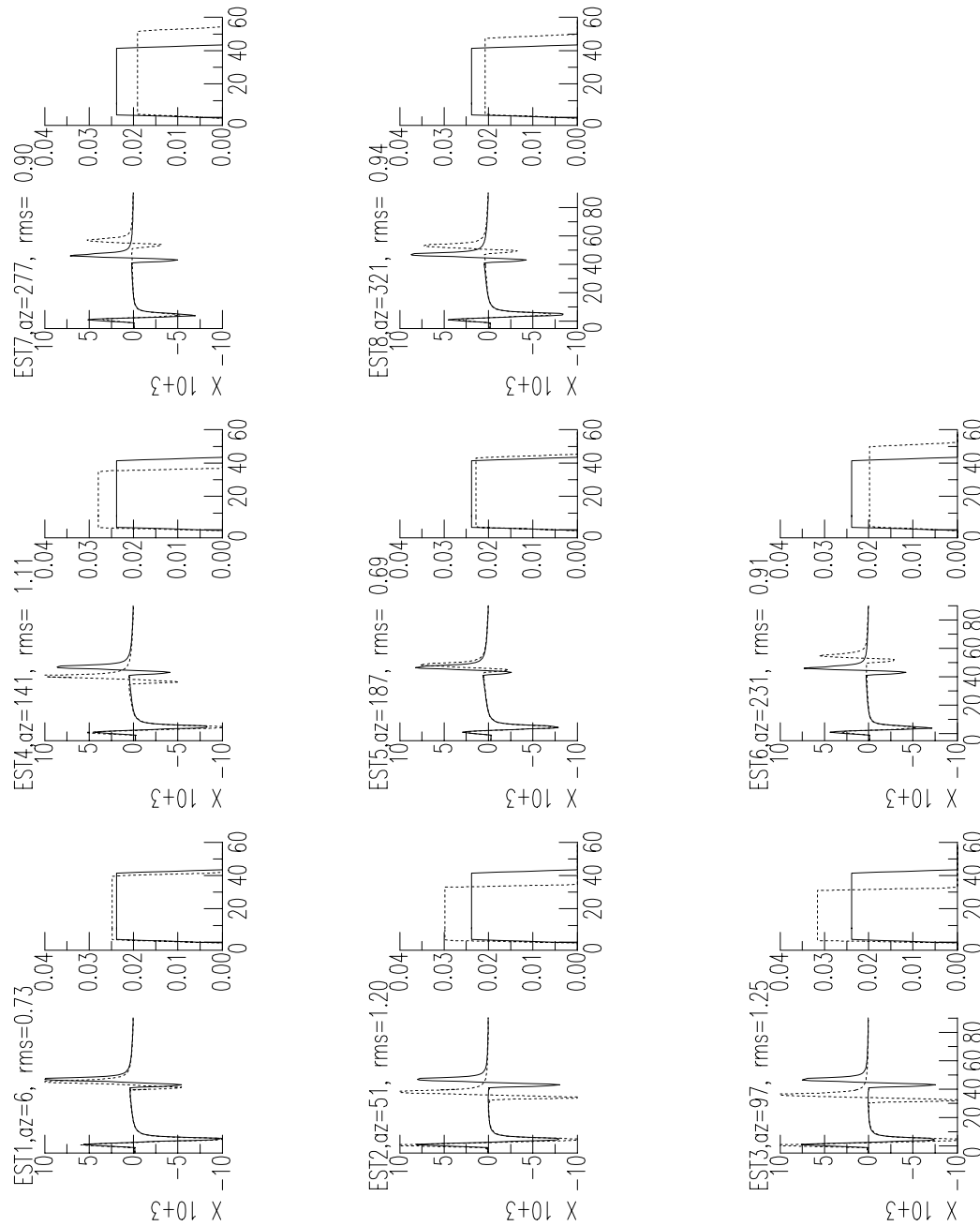


Fig. 4.7 Sismogramas teóricos para la onda P bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=120$ km y $v_r = 3$ km/s) para una falla inversa. La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

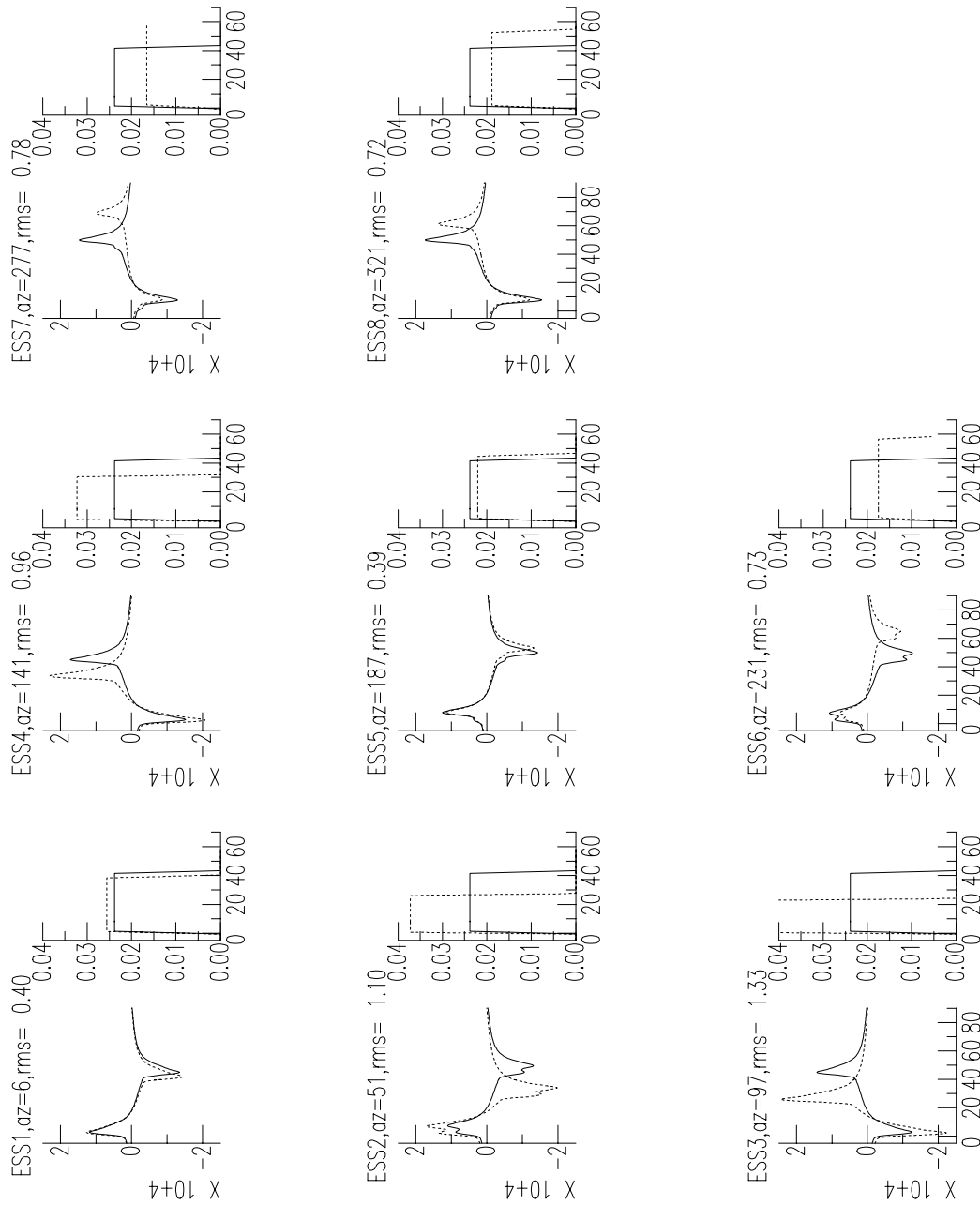


Fig. 4.8 Sismogramas teóricos para la onda SH bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=120$ km y $v_r = 3$ km/s) para una falla inversa. La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

mientras que el valor mínimo corresponde a la estación EST5 (acimut 187° , $rms = 0.69$), que es casi perpendicular a dicha dirección. Para las ondas SH, el valor máximo ($rms = 1.33$) corresponde también a la estación de acimut 97° , la ESS3; el valor mínimo recae también en la misma estación que en el caso de la onda P, en la estación ESS5 ($rms = 0.39$).

De nuevo, para la onda P las estaciones directivas son EST2, EST3 y EST4 (con acimutes de 51° , 97° y 141°) mientras que las antidirectivas son EST6, EST7 y EST8 (con acimutes de 231° , 277° y 321°), ya que el acimut de la ruptura se ha tomado parecido al del ejemplo anterior, siendo los cambios en la función temporal del mismo orden de magnitud, ya que además no hemos variado la longitud y velocidad de ruptura. Por tanto, el tipo de mecanismo focal de falla de desgarre, normal, etc., no influye en el efecto de directividad en la forma de ondas, como ya esperábamos, sólo influye por su relación con el acimut de la ruptura, pero resultados análogos se tienen para una falla de desgarre, o inversa, o normal ...

4.2 Estudio de las dimensiones mínimas

No es tarea sencilla el determinar, de forma aislada, la influencia de la longitud de la fractura en las formas de onda y deducir a partir de que valor es necesario tener en cuenta el efecto de directividad, ya que como podemos observar en la ecuación (3.13) este parámetro aparece siempre ligado a la velocidad de la ruptura.

Para intentar resolver la cuestión planteada, se ha procedido en primer lugar a generar distintos sismogramas, mediante el programa MODE descrito en el Capítulo 3, con valores diferentes de la longitud de la fractura, pero manteniendo constante la velocidad de la ruptura. El sismograma obtenido para cada estación, se compara con el sismograma calculado bajo la aproximación de foco puntual, el cual se genera con una función temporal de duración, en segundos, igual al cociente entre la longitud y la velocidad de ruptura.

De esta forma, ambos sismogramas coinciden para las estaciones perpendiculares a la dirección de ruptura, debiéndose las diferencias en el resto de estaciones sólo al efecto de directividad. Por este método, al ir aumentando la longitud vamos obteniendo fuentes de mayor duración para las dos aproximaciones.

Los valores de la velocidad de ruptura utilizados han sido 1.5, 2, 2.5 y 3 km/s , cubriéndose así un amplio rango entre los valores máximos y mínimos de velocidad de ruptura que se suele dar en los procesos de ruptura. El momento sísmico escalar se ha mantenido fijo e igual a $1.6 \times 10^{19} Nm$, un valor arbitrario ya que no influye en nuestro estudio, pues influye en las

amplitudes pero de la misma forma en todas las estaciones. La profundidad del hipocentro se ha tomado igual a 10 *km*. En cuanto a la función temporal, para foco puntual la mitad de la duración de cada triángulo se ha tomado igual a 2 *s*, variando el número de fuentes (*n*º de triángulos) según el valor de la longitud y de la velocidad de la ruptura.

En primer lugar, se ha considerado el mismo tipo falla de desgarre que se ha considerado en la sección anterior, de acimut 96°, 87° de buzamiento y 163° de ángulo de deslizamiento (figuras 4.1 y 4.2). Para el acimut de la ruptura se ha tomado 96°. A partir de los sismogramas generados bajo las dos aproximaciones, se ha calculado el *rms* de acuerdo con el procedimiento antes descrito. En la Tabla 4.2 se muestran los valores obtenidos para el rms total de las ondas P y SH, para los distintos valores de la longitud y de la velocidad de ruptura.

También se incluye para cada caso, el valor absoluto de la diferencia en la duración de la función temporal (expresada en segundos) entre las aproximaciones de fuente con dimensiones y foco puntual. La duración para estos modelos viene dada por

$$\text{foco puntual} : (NF + 1)\tau_r \quad (4.1)$$

$$\text{fuente con dimensiones} : (NF + 1)\tau_r \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta\right) \quad (4.2)$$

$$\cos \theta = \cos(\phi_{\text{estación}} - \phi_{\text{ruptura}}) \sin i_h \quad (4.3)$$

donde *NF* representa el número de fuentes, τ_r la mitad de la duración de cada triángulo, v_r la velocidad de la ruptura, *c* la velocidad de la onda, θ el ángulo entre el rayo que llega a la estación y la dirección de la ruptura, $\phi_{\text{estación}}$ y ϕ_{ruptura} el acimut de la estación y el de la ruptura respectivamente e i_h el ángulo de incidencia en el foco.

Así, el valor absoluto de la diferencia en la duración vendrá dado por

$$|\text{Diferencia en duración}| = (NF + 1)\tau_r \frac{v_r}{c} \cos \theta \quad (4.4)$$

En concreto, el valor que se presenta en la tabla es la diferencia máxima, la cual se tendrá para aquella estación que cumpla $\phi_{\text{estación}} = \phi_{\text{ruptura}}$, tomándose $\tau_r = 2$ *s*, $i_h = 30^\circ$ y unas velocidades para las onda P y S de 6 *km/s* y $\frac{6}{\sqrt{3}}$ *km/s* respectivamente.

Tabla 4.2. Variación de la longitud a velocidad de ruptura constante de 1.5, 2.0 y 3.0 km/s. Caso de una falla de desgarre.

$v_r = 1.5 \text{ km/s}$		$\Delta x = 3 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
6	0.32	0.28	1.00	1.73	
12	0.44	0.33	1.50	2.60	
15	0.50	0.36	1.75	3.03	
30	0.66	0.44	3.00	5.20	
60	0.77	0.56	5.50	9.53	
120	0.80	0.64	10.50	18.19	
$v_r = 2.0 \text{ km/s}$		$\Delta x = 4 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
8	0.41	0.37	1.33	2.31	
16	0.56	0.42	2.00	3.46	
20	0.61	0.45	2.33	4.04	
40	0.71	0.55	4.00	6.93	
80	0.76	0.68	7.33	12.70	
120	0.81	0.69	10.67	18.48	
$v_r = 2.5 \text{ km/s}$		$\Delta x = 5 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
10	0.50	0.46	1.67	2.89	
20	0.64	0.51	2.50	4.33	
25	0.69	0.54	2.92	5.05	
50	0.72	0.64	5.00	8.66	
100	0.81	0.75	9.17	15.88	
150	0.84	0.75	13.33	23.09	
$v_r = 3 \text{ km/s}$		$\Delta x = 6 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
12	0.58	0.55	2.00	3.46	
24	0.71	0.59	3.00	5.20	
30	0.74	0.62	3.50	6.06	
60	0.79	0.79	6.00	10.39	
120	0.85	0.83	11.00	19.05	
180	0.86	0.83	16.00	27.71	

En la tabla podemos observar que al aumentar la longitud, manteniendo constante la velocidad, aumenta el *rms* y también la diferencia máxima en la duración de la función temporal, dando lugar a que sean mayores las diferencias introducidas por el efecto de directividad. También se observa que al aumentar la velocidad, el efecto de directividad se hace notar con longitudes cada vez menores. Aunque el objetivo es deducir el valor

mínimo de la longitud de la fractura, para comparar mejor los resultados se han incluido casos correspondientes a valores grandes de esta longitud.

Para poder relacionar de manera visual estos valores del rms y del cambio en la duración con las diferencias en las formas de onda, en el Apéndice B se muestran los sismogramas y funciones temporales para las ondas P y SH correspondientes a cada caso. No obstante, mostraremos y analizaremos a continuación algunas de las figuras para ir realizando un análisis de los resultados.

Comencemos por los valores más pequeños de la longitud y de la velocidad de la ruptura: en las figuras 4.9 y 4.10 se presentan los sismogramas correspondientes a una velocidad de 1.5 km/s y una longitud de 6 km. En trazo continuo se representa la aproximación de foco puntual y en trazo discontinuo el caso de fuente con dimensiones. En dichas figuras podemos observar que las diferencias en las formas de ondas introducidas por el efecto de directividad son despreciables, correspondiendo según la Tabla 4.2 un valor del rms total para la P de 0.32 y para la SH de 0.28.

El valor máximo para la onda P corresponde a la estación EST3 (acimut 97°) y es de 0.53, un valor pequeño, por lo que apenas se aprecian diferencias en los sismogramas correspondientes a los dos modelos, tratándose además de una estación prácticamente nodal. Los cambios en EST2 y EST4 (estaciones directivas próximas a la anterior, con acimutes de 51° y 141°) son también muy pequeños, casi sin variar la amplitud y anchura de los impulsos.

Para la onda SH, el valor máximo del *rms* es el de la estación ESS3, (acimut 97°) con un valor de 0.41. En cuanto a la duración de la función temporal, el cambio máximo sufrido es de 1 s para la P y 1.73 s para la SH, muy pequeño y por tanto casi imperceptible, dentro del margen de error en la determinación de dicha función. Por tanto, podemos concluir que bajo estas condiciones no sería posible distinguir una fuente puntual de una extensa.

Sin embargo, cuando se aumenta la longitud a 15 km, manteniéndose una velocidad de 1.5 km/s (figuras 4.11 y 4.12), se observan cambios más importantes, correspondiendo un rms de 0.50 para la P y de 0.36 para la SH. El valor máximo para la P ($rms = 0.84$) corresponde a la EST3 (acimut 97°), aunque al tratarse de una estación nodal no se aprecian bien los cambios en las formas de ondas. Pero en las EST2 y EST4, que son estaciones directivas con acimutes 51° y 141° , se aprecian diferencias, sobre todo en el segundo pico, que tiene una amplitud mayor y aparece adelantado en el tiempo para la aproximación de foco con dimensiones.

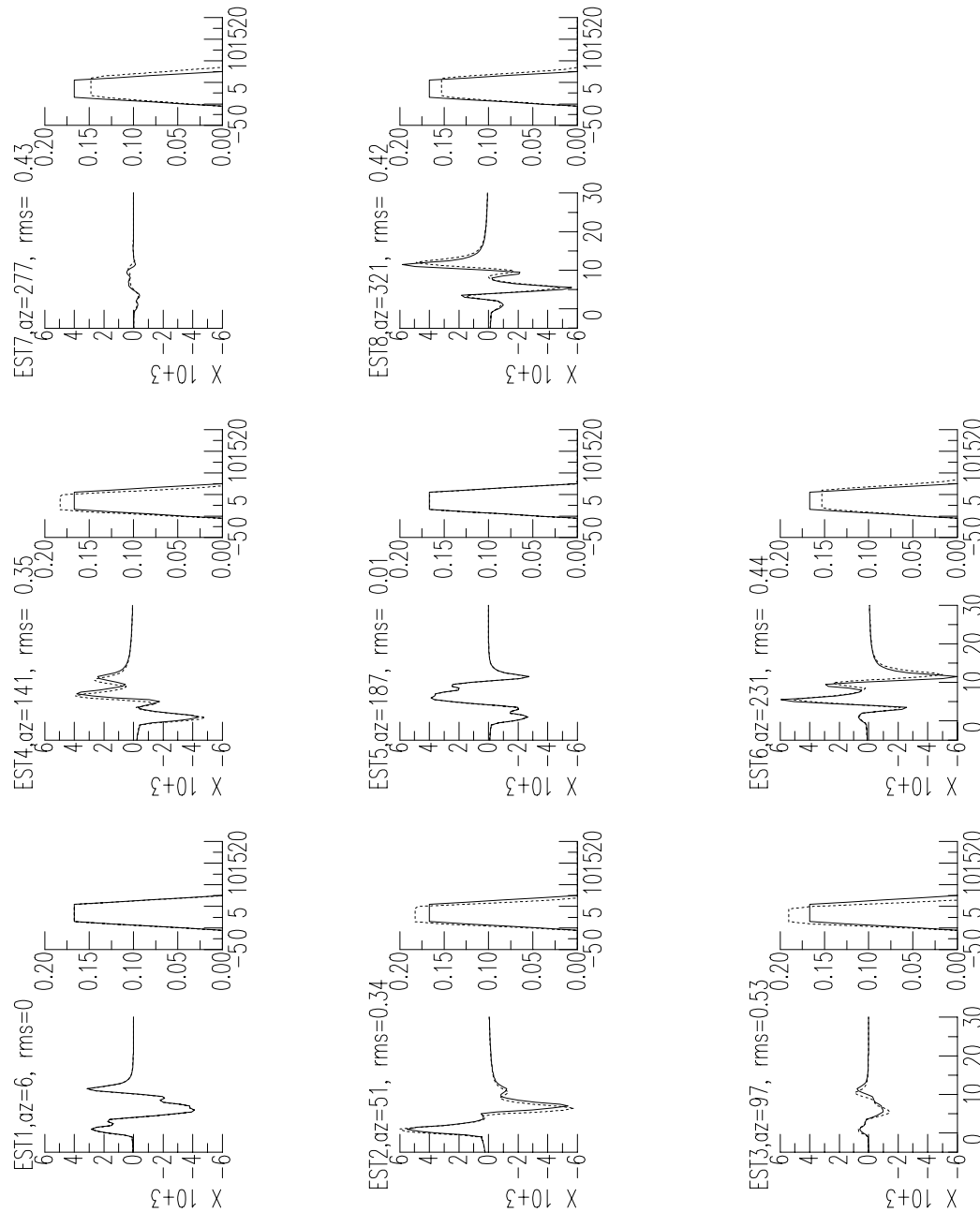


Fig. 4.9 Sismogramas teóricos para la onda P bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=6$ km y $v_r = 1.5$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm .

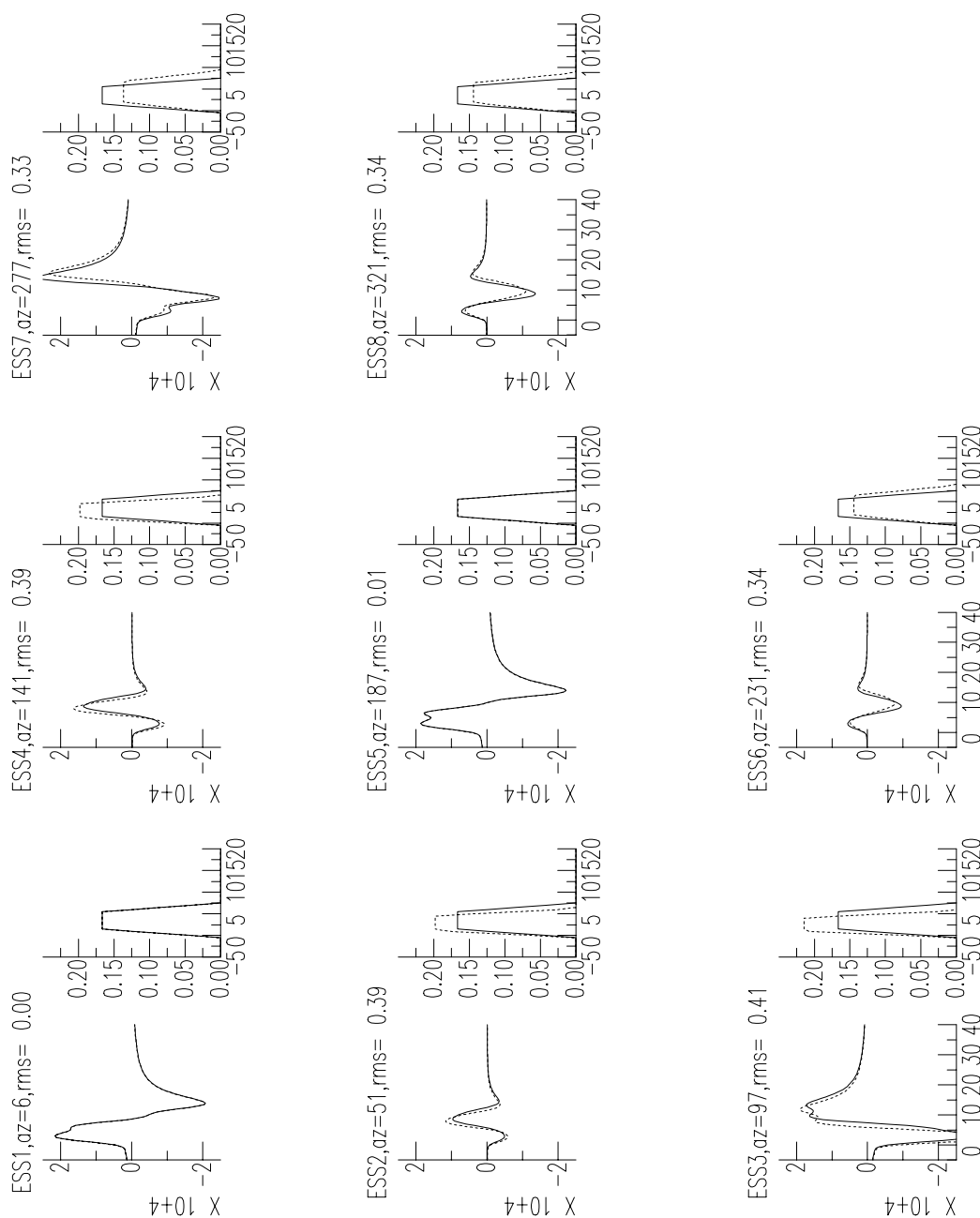


Fig. 4.10 Sismogramas teóricos para la onda SH bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=6$ km y $v_r = 1.5$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

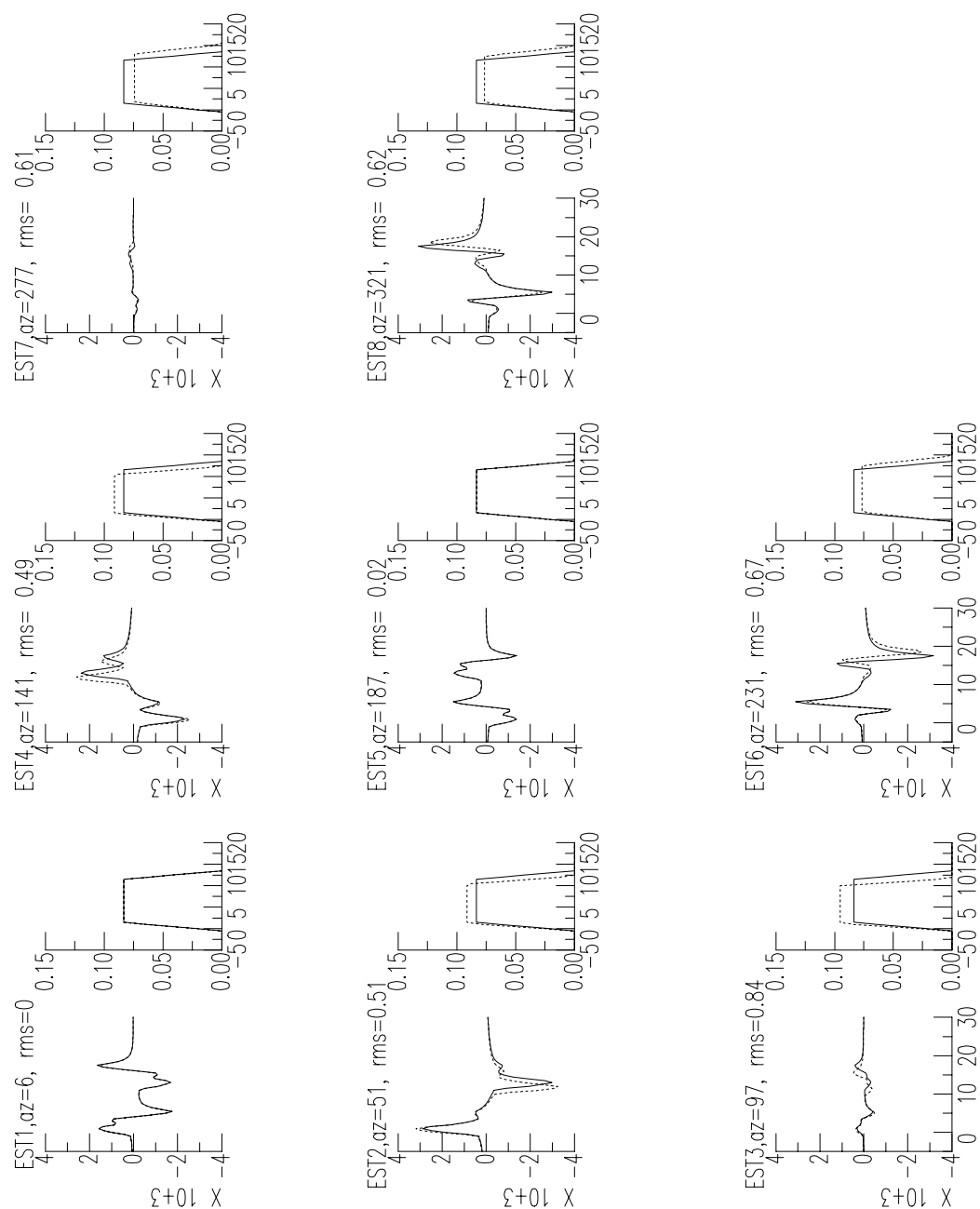


Fig. 4.11 Sismogramas teóricos para la onda P bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=15$ km y $v_r = 1.5$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en $N \cdot m$.

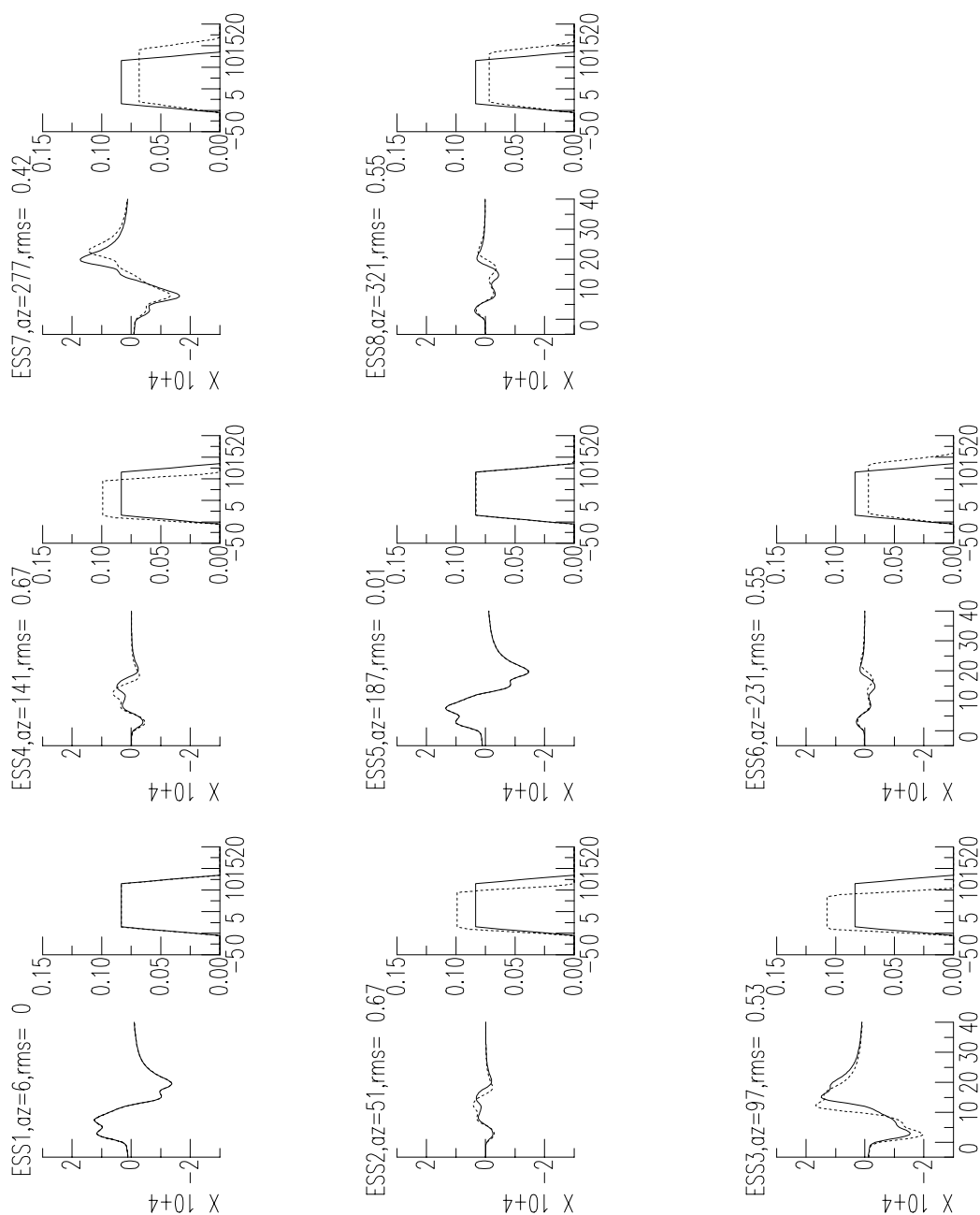


Fig. 4.12 Sismogramas teóricos para la onda SH bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=15$ km y $v_r = 1.5$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

Por otro lado, ahora el valor máximo para la SH no corresponde a la estación ESS3, como cabría esperar al tener el mismo acimut que la EST3, aunque su función temporal si se ve afectada por los cambios máximos en duración y amplitud. De hecho, se observan cambios notables en la amplitud y anchura de los impulsos. La explicación a esta falta de correlación observada entre el rms y los cambios experimentados en las formas de onda, radica de nuevo en la propia definición de este coeficiente, tan intimamente relacionado a los valores de las amplitudes.

En cuanto la diferencia máxima en la duración de la función temporal, introducida por el modelo de foco con dimensiones, para la onda P es 1.75 s y para la SH es 3.03 s, casi el doble que para el caso anteriormente analizado.

La velocidad de 1.5 km/s puede resultar excesivamente baja para un proceso de ruptura, de hecho lo común es adoptar un valor del orden de 0.8β , siendo β la velocidad de la onda S. Como ejemplo de velocidad mayor, en las figuras 4.13 y 4.14 se presentan sismogramas generados considerando una velocidad de ruptura de 3 km/s y una longitud de 12 km. El valor del rms total para la onda P es 0.58 y para la S es 0.55.

Por estaciones, el valor máximo para la P corresponde de nuevo a la EST3 (acimut 97° , $rms = 0.84$) y el máximo para la onda SH si que corresponde ahora a la ESS3 ($rms = 0.67$), que tiene el mismo acimut y es también la que sufre mayores cambios en la función temporal. Los cambios máximos en la duración de esta función son de 2 s para la onda P y 3.46 s para la SH.

Como podemos notar, las diferencias en las formas de ondas son ya apreciables para esta longitud al haber aumentado la velocidad de ruptura. Para valores mayores de la longitud de la fractura, las diferencias entre considerar el modelo de foco puntual y con dimensiones aumentan. Así por ejemplo, para una longitud de 120 km y velocidad de ruptura de 1.5 km/s, el rms total para la onda P es ya de 0.80 y para la SH de 0.64, con diferencias en la duración de la función temporal muy grandes, de 10.50 s y 18.19 s para la onda P y SH respectivamente.

También para estos valores de longitudes grandes, se puede comprobar que al aumentar la velocidad de ruptura aumentan las diferencias. Por ejemplo, tomemos de nuevo el caso de una longitud de la fractura de 120 km, en los casos de velocidad 1.5 km/s, 2.0 km/s y 3 km/s. Los valores del rms para la P son de 0.80, 0.81 y 0.85 respectivamente, aumentando la diferencia en duración de forma suave, con valores de 10.50 s, 10.67 s y 11.00 s.

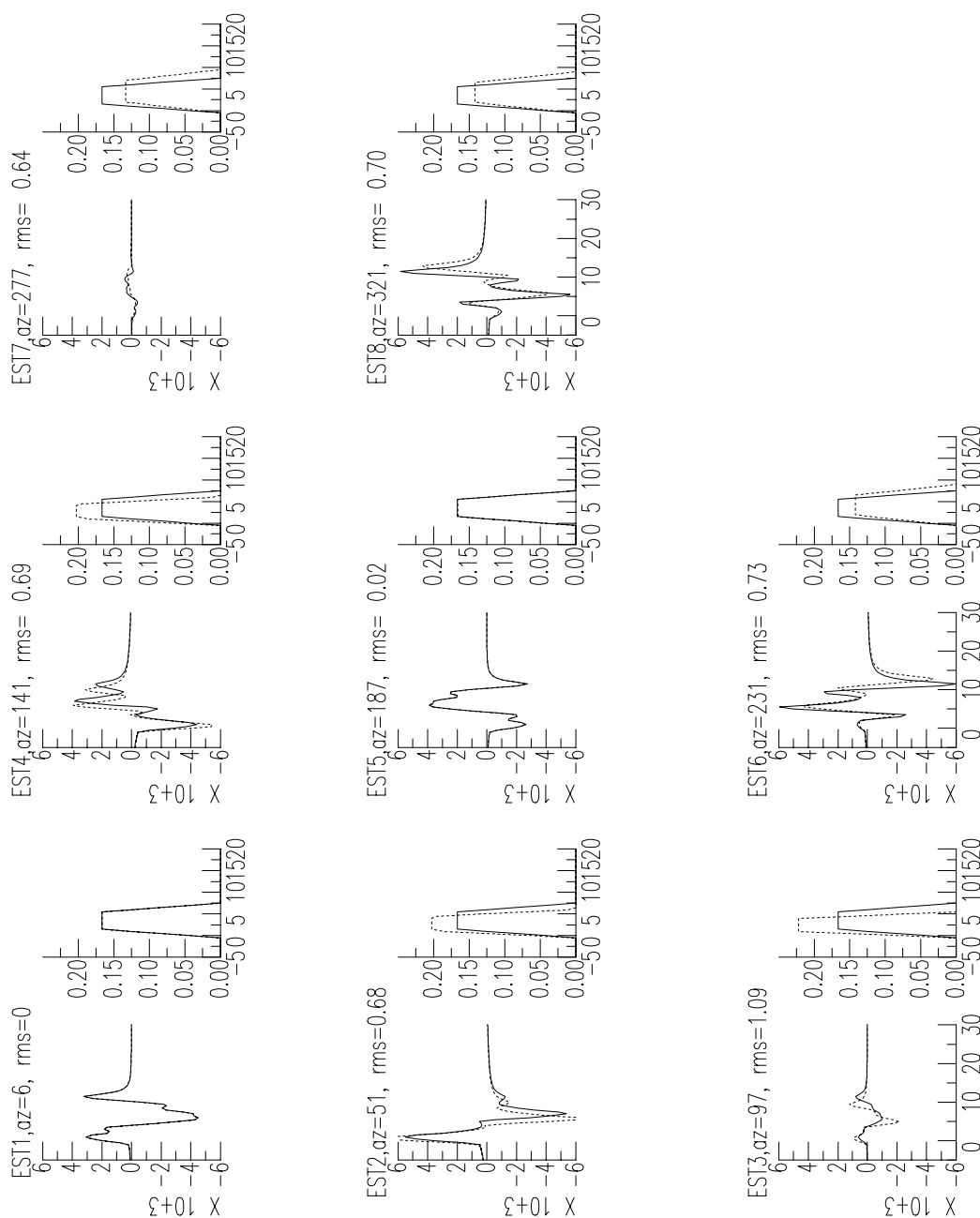


Fig. 4.13 Sismogramas teóricos para la onda P bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=12$ km y $v_r = 3$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

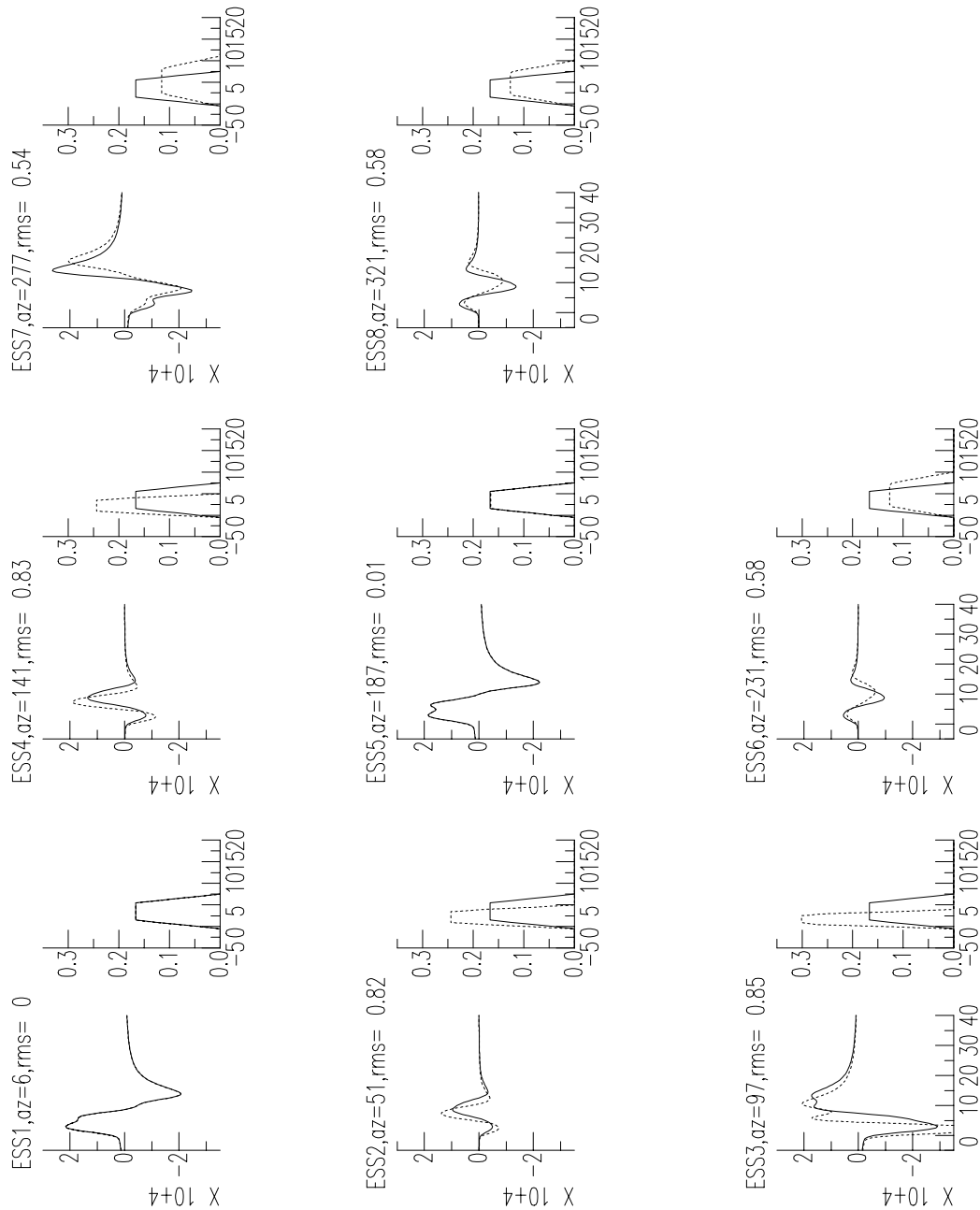


Fig. 4.14 Sismogramas teóricos para la onda SH bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=12$ km y $v_r = 3$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

Para la onda SH, los valores del *rms* correspondientes son 0.64, 0.69 y 0.83, siendo las diferencias en duración de 18.19 s, 18.48 s y 19.05 sm mayores que para la onda P como cabría esperar.

Otra forma de considerar los resultados que se muestran en la Tabla 4.2 es agrupándolos por igual duración, es decir, mostrando juntos los resultados correspondientes a un mismo valor del cociente L/v_r , tal como aparecen en la Tabla 4.3.

Tabla 4.3. Resultados agrupados por duración del cociente L/v_r .

$L/v_r = 4s$				Diferencia en duración(s)	
L (km)	v_r (km/s)	rms ondaP	rms ondaSH	onda P	onda SH
6	1.5	0.32	0.28	1.00	1.73
8	2.0	0.41	0.37	1.33	2.31
10	2.5	0.50	0.46	1.67	2.89
12	3.0	0.58	0.55	2.00	3.46
$L/v_r = 8s$				Diferencia en duración (s)	
L (km)	v_r (km/s)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH
12	1.5	0.44	0.33	1.50	2.60
16	2.0	0.56	0.42	2.00	3.46
20	2.5	0.64	0.51	2.50	4.33
24	3.0	0.71	0.59	3.00	5.20
$L/v_r = 10s$				Diferencia en duración (s)	
L (km)	v_r (km/s)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH
15	1.5	0.50	0.36	1.75	3.03
20	2.0	0.61	0.45	2.33	4.04
25	2.5	0.69	0.54	2.92	5.05
30	3.0	0.74	0.62	3.50	6.06
$L/v_r = 20s$				Diferencia en duración (s)	
L (km)	v_r (km/s)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH
30	1.5	0.66	0.44	3.00	5.20
40	2.0	0.71	0.55	4.00	6.93
50	2.5	0.72	0.64	5.00	8.66
60	3.0	0.72	0.73	6.00	10.39

Aunque parezca que se trata sólo de presentar los mismos resultados de otra manera, esto nos va a permitir analizar la influencia de la longitud y de la velocidad de ruptura desde otro punto de vista: los sismogramas generados bajo la aproximación de foco puntual serán los mismos para cada grupo de L y v_r , ya que la función temporal, con una duración $\tau_c = L/v_r$, no varía de un caso a otro.

Sin embargo, los sismogramas correspondientes a la aproximación de foco con dimensiones son distintos dentro de cada grupo, las funciones temporales tienen diferente duración, como se puede deducir de la ecuación

$$\tau_c = \frac{L}{v_r} - \frac{L \cos \theta}{c} \quad (4.5)$$

ya que el primer término permanece constante de un caso a otro, variando sólo el segundo término al variar la longitud L .

Como ejemplo, en las figuras 4.15 y 4.16 se muestran los sismogramas generados con $L = 20$ km y $v_r = 2$ km/s ($L/v_r = 10$ s) para las ondas P y SH respectivamente. El valor del rms total para la onda P es de 0.61, correspondiendo el máximo a la estación EST3 (acimut 97° , $rms = 1.02$), siendo el rms total para la onda SH de 0.45 y el valor máximo el de las estaciones ESS2 y ESS4 (directivas de acimutes 51° y 141°) con un valor de 0.69. La máxima diferencia en la duración, respecto al modelo de foco puntual, es de 2.33 s para la P y de 4.04 s para la SH.

Por otro lado, en las figuras 4.17 y 4.18 se presentan los sismogramas para $L = 30$ km y $v_r = 3$ km/s, para las ondas P y SH respectivamente. Este ejemplo corresponde también a un cociente $L/v_r = 10$ s, siendo iguales que en el ejemplo anterior los sismogramas correspondientes a la aproximación de foco puntual para cada estación, pero variando los correspondientes al modelo de fuente con dimensiones, ya que ahora el efecto de directividad es mayor al tener la fractura una longitud superior.

Podemos ver que los valores del rms total han aumentado, tanto para la onda P ($rms = 0.74$) como para la SH ($rms = 0.62$). El máximo valor del rms para la onda P, corresponde de nuevo a la estación EST3 (acimut 97°), siendo de 1.35 y el de la SH también es mayor que en el ejemplo anterior, siendo ahora de 1.29 (ESS2 y ESS4).

El incremento en la duración de la función temporal, ocasionado por el modelo de fuente con dimensiones, ha aumentado en la misma proporción que la longitud, siendo de 3.5 s para la onda P y de 6.06 s para la SH. Para estos dos casos, los sismogramas obtenidos mediante el modelo de fuente con dimensiones, correspondientes a las estaciones perpendiculares a la dirección de la ruptura son idénticos, como podemos observar para el caso de las estaciones EST1 y ESS1 (acimut 97°) y en las EST5 y ESS5 (acimut 187°), cuyos sismogramas son iguales en los dos casos. Pero para las otras estaciones las diferencias respecto al modelo de

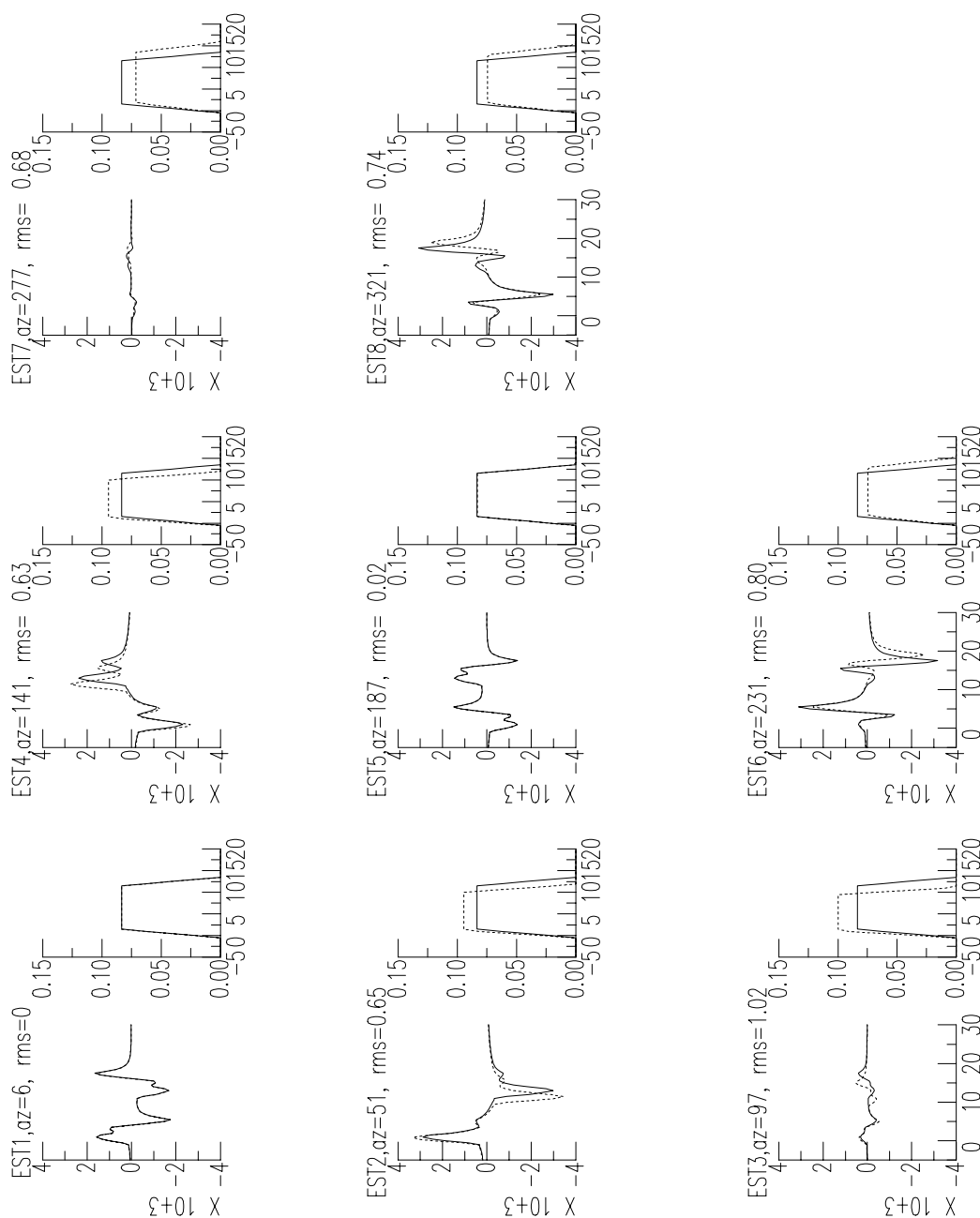


Fig. 4.15 Sismogramas teóricos para la onda P bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=20$ km y $v_r = 2$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

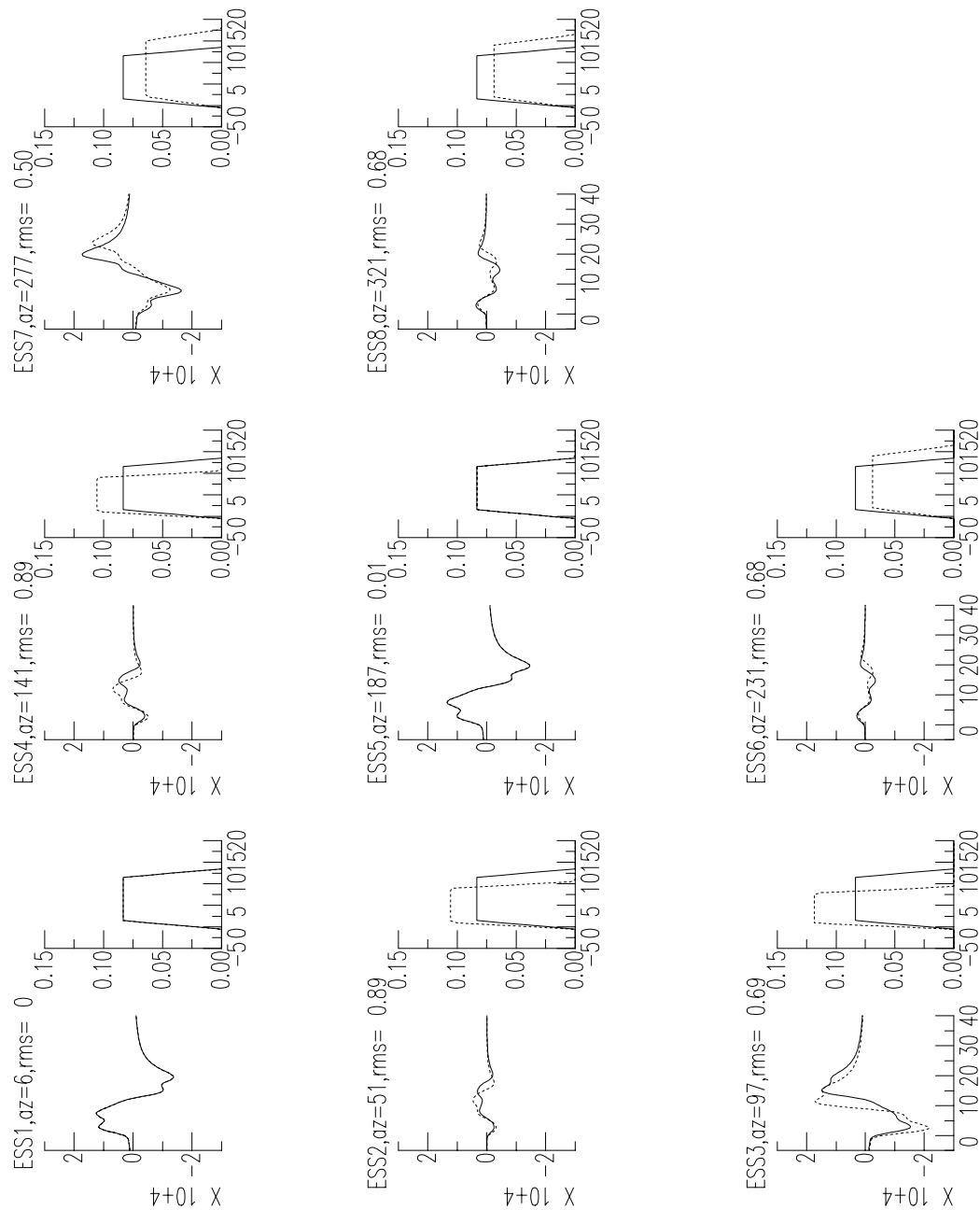


Fig. 4.16 Sismogramas teóricos para la onda SH bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=20$ km y $v_r = 2$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

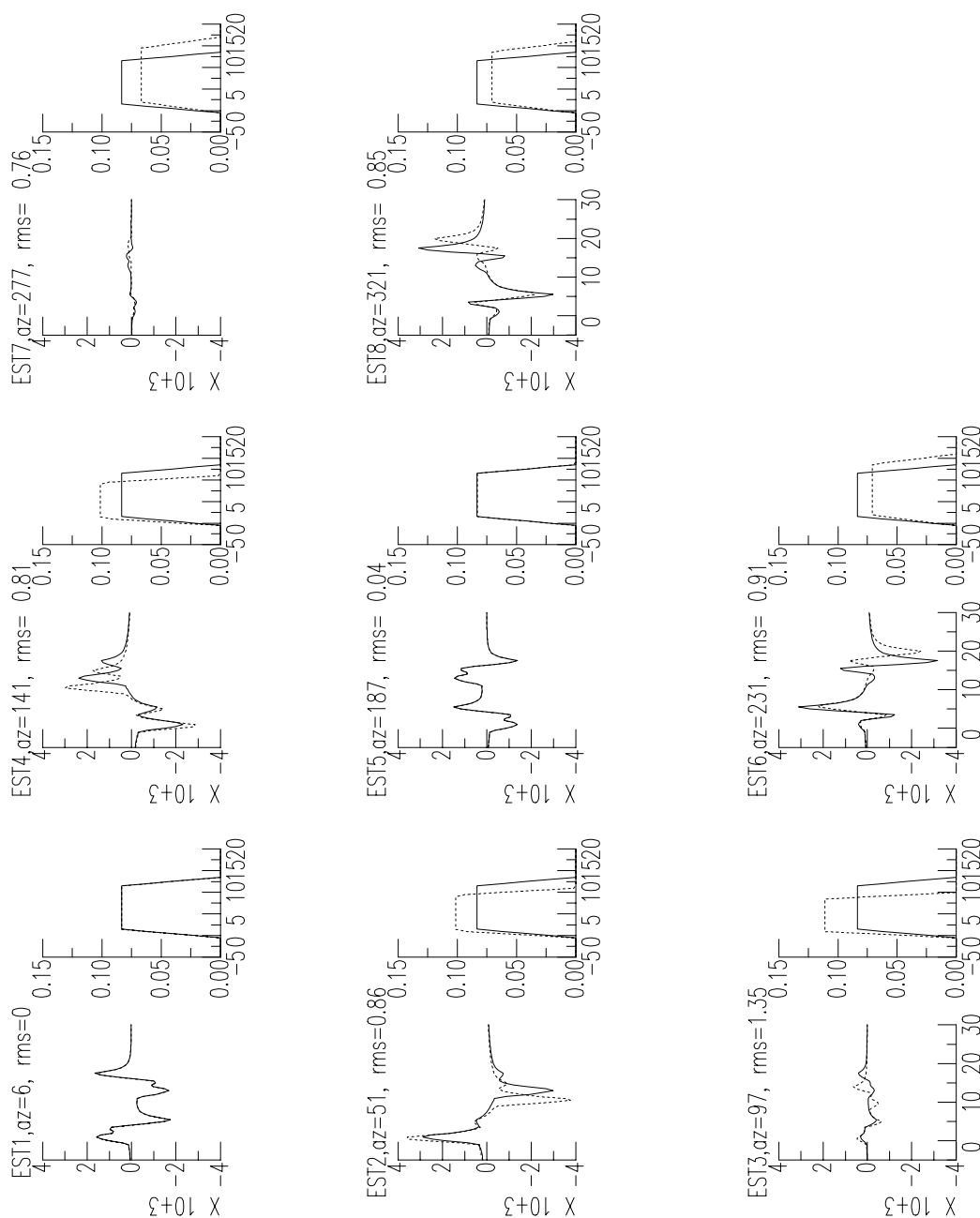


Fig. 4.17 Sismogramas teóricos para la onda P bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=30$ km y $v_r = 3$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

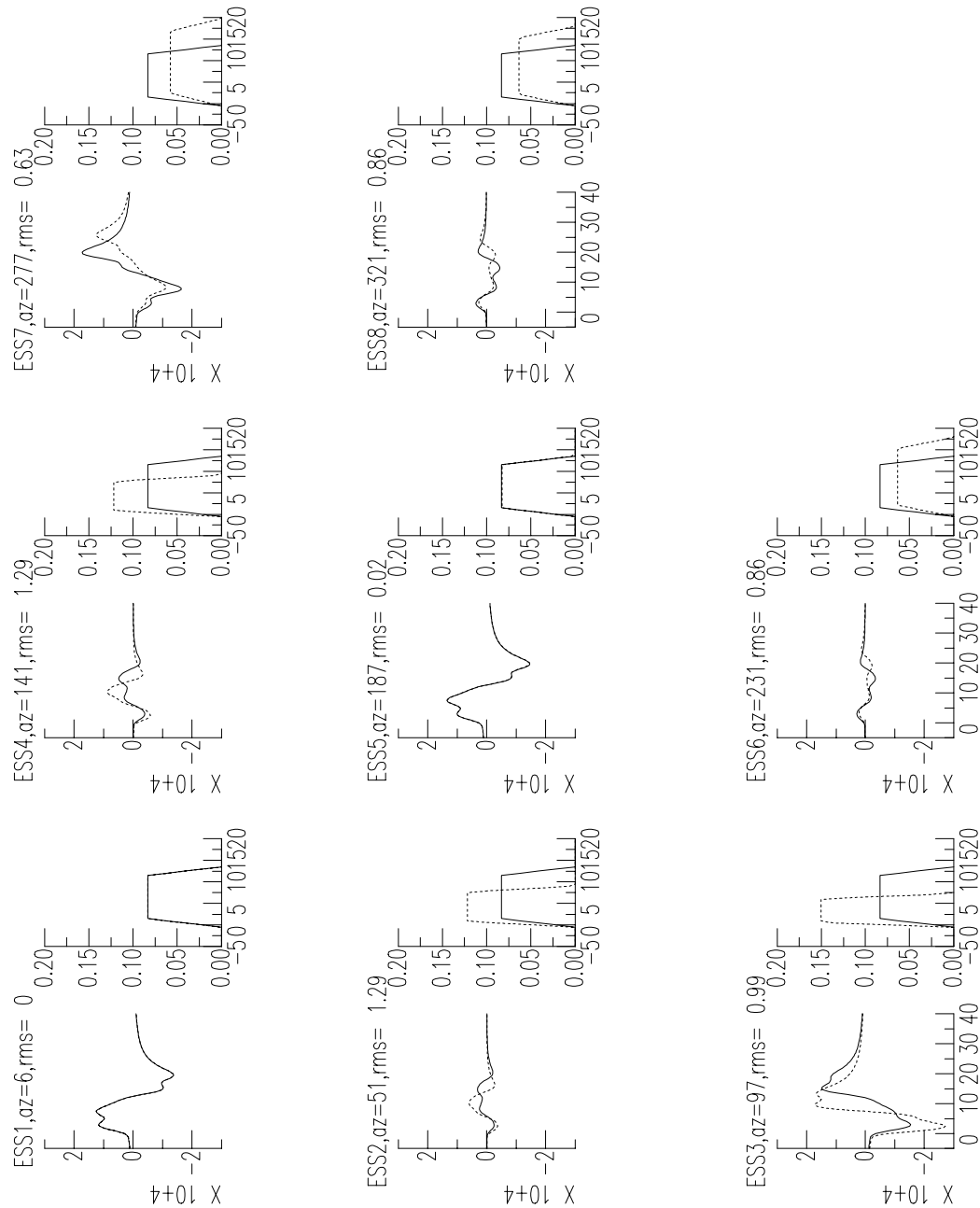


Fig. 4.18 Sismogramas teóricos para la onda SH bajo la aproximación de foco puntual (trazo continuo) y para un modelo de fuente con dimensiones ($L=30$ km y $v_r = 3$ km/s). La escala de tiempos (eje de abscisas) se expresa en segundos; la escala de amplitudes para los sismogramas se expresa en cuentas y para la función temporal en Nm.

foco puntual han aumentado, en unas estaciones más que en otras según el acimut, al haber aumentado la longitud.

Podría plantearse si estos resultados son función del mecanismo focal, es decir, de la orientación del plano de falla. Pero según hemos visto en el apartado anterior, dicha orientación influye porque varía el valor del ángulo θ , pero esto no quiere decir que un mismo valor de L cause efectos de distinta magnitud según sea la orientación. De todas formas, hemos realizado un análisis similar para el mecanismo focal de falla inversa mostrado en el apartado anterior, con 87° de acimut, 49° de buzamiento y 105° de ángulo de deslizamiento, siendo el acimut de la ruptura de 87° (figuras 4.5 y 4.6), mostrándose los resultados en la Tabla 4.4.

Tabla 4.4. *Variación de la longitud a velocidad constante.
Caso de una falla inversa.*

$v_r = 1.5 \text{ km/s}$		$\Delta x = 3 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
6	0.31	0.27	1.00	1.73	
12	0.46	0.33	1.50	2.60	
15	0.53	0.36	1.75	3.03	
30	0.77	0.46	3.00	5.20	
$v_r = 2.0 \text{ km/s}$		$\Delta x = 4 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
8	0.42	0.36	1.33	2.31	
16	0.60	0.42	2.00	3.46	
20	0.67	0.46	2.33	4.04	
40	0.90	0.57	4.00	6.93	
$v_r = 2.5 \text{ km/s}$		$\Delta x = 5 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
10	0.52	0.44	1.67	2.89	
20	0.71	0.51	2.50	4.33	
25	0.79	0.55	2.92	5.05	
50	0.97	0.66	5.00	8.66	
$v_r = 3 \text{ km/s}$		$\Delta x = 6 \text{ km}$		Diferencia en duración (s)	
L (km)	rms onda P	rms onda SH	onda P	onda SH	
12	0.62	0.52	2.00	3.46	
24	0.82	0.60	3.00	5.20	
30	0.89	0.63	3.50	6.06	
60	1.00	0.76	6.00	10.39	

En ella se puede observar que las diferencias en la duración de la función temporal entre las aproximaciones de foco puntual y extenso, son exactamente iguales a las mostradas en

las tablas 5.3 y 5.4. Esto es lógico, ya que se han calculado para una estación que formara un ángulo acimutal de 0° ó 180° con la dirección de la ruptura, dependiendo sólo por tanto de los valores de L y v_r . En cuanto a los valores del *rms* total para las ondas P y SH, son similares a los del caso anterior, a los correspondientes a un mecanismo de falla de desgarre.

Por tanto, según lo mostrado en estos ejemplos, tanto en las tablas como en los sismogramas correspondientes, podemos concluir que es difícil tomar un valor mínimo de la longitud de la fractura, a partir del cual se deba considerar el efecto de directividad en la modelización de formas de onda, sobre todo, aislándolo de la velocidad de propagación de la ruptura. Para una velocidad de ruptura muy pequeña, de 1.5 km/s , esta longitud estaría en torno a los 15 km, pero si aumentamos la velocidad de ruptura a 3 km/s , la longitud mínima sería un poco menor, en torno a los 12 km.

Por tanto, si el proceso de ruptura es lento, se necesita una longitud de la fractura mayor para que se note el efecto de directividad en las forma de ondas P y SH, mientras que si tiene lugar a velocidades mayores, el valor de esta longitud mínima disminuye.

Además, también influye la calidad de los registros, ya que para estos valores de la longitud los cambios en las formas de ondas son lo suficientemente pequeños como para quedar enmascarados si el sismograma observado está afectado de ruidos. Hay que tener en cuenta además que el estudio de las dimensiones mínimas se ha realizado para unos sismogramas teóricos que contienen una información sísmica sencilla, ya que se ha tenido en cuenta solamente las principales fases.

Sin embargo, bajo condiciones óptimas de registro y mecanismos sencillos, podemos concluir que a partir de los 15-20 km ya se pueden apreciar diferencias en la forma de ondas respecto a la aproximación de foco puntual, tomando así un valor conservador que sea válido tanto para casos de propagación lenta de la ruptura como para casos en que el proceso se desarrolle a velocidad mayor.

Capítulo 5

Aplicación al terremoto del 16 de Febrero de 1998 en la Dorsal Atlántica

5.1 Introducción

La metodología descrita en los capítulos anteriores, va a aplicarse a dos terremotos. El primero de ellos, es el del 16 de Febrero de 1998, ocurrido en la fractura de Gibbs (también conocida como fractura de Charlie), una de las mayores fallas del Atlántico, ya que partiendo de la Dorsal Atlántica, a una latitud de 52.5° N, se extiende unos 350 km en dirección N 95° E. Los parámetros hipocentrales, según el Catálogo CMT (*Centroide Moment Tensor*) de la Universidad de Harvard se muestran en la Tabla 5.1.

Tabla 5.1. *Parámetros del terremoto según CMT-Harvard.*

Hora origen	Localización	Tamaño	Mecanismo focal
23h 53m 19.7s	$\phi = 52.76^\circ \text{ N}$ $\lambda = 33.78^\circ \text{ W}$ $h = 15 \text{ km}$	$m_b = 6.1$ $M_S = 6.6$ $M_W = 6.8$ $M_0 = 1.47 \times 10^{19} \text{ Nm}$	acimut= 278° buzamiento= 80° deslizamiento= -159°

En la figura 5.1 se muestra la posición del epicentro junto a la actividad sísmica en la zona para el periodo 1970-2000, pudiéndose observar la ocurrencia de terremotos a lo largo de la fractura de Gibbs. Vemos que se trata de una falla transformante, que conecta dos partes de la Dorsal. El desplazamiento a relativo a lo largo de la fractura es del orden de 2.6 cm/año (Kanamori y Stewart, 1976).

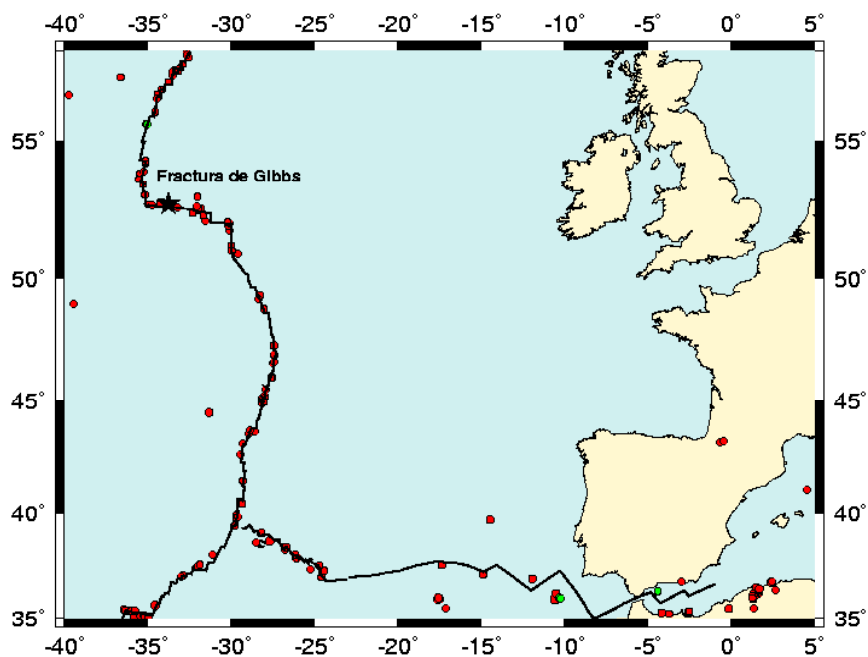


Fig. 5.1 Situación del epicentro del terremoto del 16 de Febrero de 1998 (estrella) en la fractura de Gibbs (Dorsal Atlántica) y actividad sísmica en la zona en los años 1970-2000. Los círculos rojos corresponden a terremotos superficiales y los verdes a intermedios.

Este terremoto ha sido seleccionado para analizar el efecto de directividad en un caso real, tanto en las ondas internas P y SH como en las ondas Rayleigh. La elección de este terremoto para estudiar dicho efecto, viene dada por varios motivos:

- Tiene el tamaño apropiado ($m_b \geq 6.0$).
- Presenta un mecanismo de falla de desgarre, lo cual lo hace indicado para calcular la función de directividad para las ondas Rayleigh.
- La tectónica en la fractura de Gibbs es similar a la de la falla Azores-Gibraltar, de gran importancia para la Península Ibérica, ya que las dos son fallas de transformación, pudiendo ser escenarios de terremotos de similares características.

Los registros empleados en nuestro estudio, proceden de estaciones digitales de banda ancha, en las redes internacionales IRIS, GEOFON y GEOSCOPE, obtenidos a través de Internet mediante la aplicación WILBER, que proporciona los sismogramas en formato SAC y la respuesta instrumental de cada estación.

Como veremos a continuación, el proceso de ruptura para este terremoto es muy complejo, por lo que la forma de ondas internas también lo es, resultando insuficientes los métodos lineales y la aproximación de foco puntual para resolver el problema inverso.

5.2 Aproximación de foco puntual

Para analizar el proceso de ruptura de este terremoto, hemos comenzado con la aproximación de foco puntual, empleando el programa SYN4 (MacCaffrey et al., 1991), basado en el método de (Nábelek, 1984).

En primer lugar, con el fin de partir de unos valores aproximados de los parámetros que no estén muy alejados de la solución, hemos calculado el mecanismo focal a partir del sentido del primer impulso de la onda P, en concreto, mediante el algoritmo descrito por Brillinger et al. (1980). Para ello, se han empleado 49 observaciones de polaridad, obteniéndose un mecanismo de falla de desgarre de orientación

acimut: $279^\circ \pm 4^\circ$

buzamiento: $89^\circ \pm 3^\circ$

ángulo de deslizamiento: $175^\circ \pm 7^\circ$

En la figura 5.2 se muestra la distribución de dichas observaciones junto a los planos nodales calculados. En ella las compresiones se representan mediante círculos negros y las dilataciones con círculos blancos. La proporción de aciertos resultante es muy buena, de 0.96, a pesar de que la distribución acimutal de las observaciones no es muy homogénea, con errores inferiores a 10° en la orientación del plano de falla.

str= 279.0 dip= 89.0 rake= 175.0

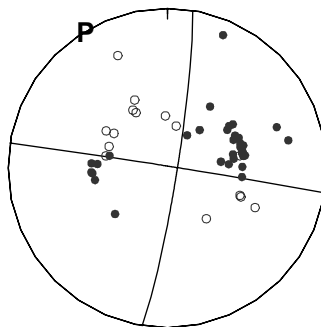


Fig. 5.2 Mecanismo focal calculado a partir de la polaridad de la onda P: los círculos negros representan compresiones y los blancos dilataciones. P indica la situación del eje de presión. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

El resultado obtenido está en consonancia con el calculado por CMT (Tabla 5.1), observándose las mayores diferencias en el ángulo de deslizamiento, el parámetro que precisamente presenta un error mayor. También concuerda con la tectónica de la zona, pudiendo ser el plano solución el de acimut 279° ya que es un valor próximo al acimut de la fractura de Gibbs.

Partiendo de esta solución, hemos realizado la modelización de las ondas P y SH aplicando el citado programa SYN4. Para ello, se han seleccionado los registros de estaciones situadas

a una distancia epicentral Δ tal que $30^\circ < \Delta < 90^\circ$, con el fin de asegurar que las ondas a modelar se han propagado sólo por el manto inferior, sin entrar en el núcleo externo.

La preparación de los datos ha constado de los mismos pasos que los descritos en la sección 3.2.2.1 para foco con dimensiones, es decir

- 1.- Deconvolución de la respuesta instrumental y convolución con una respuesta común a todos, en concreto, la correspondiente a la estación KIEV, componente BHZ para las ondas P y componente BHN para las componentes horizontales de la onda S (NS y EW). Estas respuestas comunes son las mismas que las mostradas en la figura 3.7, cuyas constantes se presentan en la Tabla 3.2.
- 2.- Integración de los sismogramas, que están todos en velocidad, para tener desplazamiento del suelo.
- 3.- Filtrado mediante un filtro de Butterworth de orden 3, con frecuencias 0.005 Hz - 1.0 Hz. Este filtro, de todos los ensayados, es el que mejor eliminaba las bajas frecuencias introducidas en el proceso de integración, produciendo los menores cambios.
- 4.- Variación del intervalo de muestreo, tomando en concreto $\Delta t = 0.2 \text{ s}$.
- 5.- Finalmente, hemos transformado nuestros datos, que están en formato SAC binario, al formato adecuado para nuestro programa, en ASCII.

Al realizar la modelización, se han ido variando progresivamente la profundidad y el mecanismo focal, variando en cada iteración uno sólo de estos parámetros además de la función temporal de la fuente, fijando los demás, con lo cual se consigue una mejor convergencia de la solución. A las ondas SH, se les ha asignado como peso la mitad que el de las ondas P, pues si se le asigna el mismo peso a los dos tipos de ondas, al ser la amplitud de las ondas SH mucho mayor se consigue para ellas un ajuste muy bueno en perjuicio de las ondas P.

El modelo de corteza empleado para la región de la fuente es el mismo que el usado para la misma zona por (Kanamori y Stewart, 1976), que consiste en un medio semiinfinito con velocidad para la onda P de 6.8 km/s y una densidad de 2.8 km/s. Se ha ensayado el considerar una capa de agua sobre el medio semiinfinito, pero no se apreciaba ninguna mejoría en la solución.

Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 5.2. Podemos observar que la orientación del plano de falla es similar a la calculada a partir de las polaridades de la onda P y a la solución CMT, pues se tiene un plano vertical ($\delta = 89^\circ$, $\delta = 87^\circ$ y $\delta = 80^\circ$) con acimut EW (279° , 96° y 278°). El momento sísmico escalar (M_0) calculado es del mismo orden que el mostrado por CMT. La magnitud M_W , calculada a partir de M_0 según la fórmula de Kanamori (1977), es de 6.6. En cuanto a la profundidad, Weidner y Aki (1973) sugieren una profundidad de 6 ± 2 km para terremotos relacionados con fallas de transformación en el Atlántico, próxima por tanto a la profundidad de 3 km obtenida.

Tabla 5.2 *Parámetros calculados utilizando el método de Nabelek.*

Profundidad	Tamaño	Mecanismo focal
$h = 3 \pm 2$ km	$M_0 = (0.97 \pm 0.07) \times 10^{19} Nm$ $M_W = 6.6$	acimut= $96^\circ \pm 1^\circ$ buzamiento= $87^\circ \pm 4^\circ$ deslizamiento= $163^\circ \pm 9^\circ$

En la figura 5.3 se muestra el resultado de la modelización para las ondas P y para las SH. La escala de amplitudes para las ondas P y SH, se da en términos del factor de sensibilidad del instrumento común, expresado en cuentas/ μm , siendo para las ondas P de $D_S = 1.096 \times 10^3$ cuentas/ μm y para las SH de $D_S = 0.968 \times 10^3$ cuentas/ μm . Por ejemplo, para las ondas P la escala es tal que 1cm equivale a $11 \times 1.096 \times 10^3$ cuentas. Esto se debe a que el programa empleado considera que los sismogramas están en μm .

También se presenta la situación de cada estación en la esfera focal, junto a los planos nodales correspondientes y la posición del eje de presión (círculo negro) y del eje de tensión (círculo blanco).

En cuanto a la función temporal de la fuente, la escala de amplitudes es tal que el área bajo ella proporciona el momento sísmico escalar. La duración del proceso de ruptura sería de unos 7 s, ya que la última parte de esta función temporal tiene una amplitud despreciable.

El *rms* calculado, según la expresión (3.2), es para la onda P de 0.34 y para la SH de 0.20, siendo el total de 0.23. Como vemos, para la onda SH es menor, pudiéndose apreciar también en la figura anterior que el ajuste es mejor para ellas.

Como vemos, el ajuste en general no es malo, aunque se observa que para el caso de las ondas P, en las estaciones WMQ, OBN, SUW y KIEV (situadas en el primer cuadrante de la esfera focal) la amplitud del sismograma sintético es menor que la del observado, mientras

16/02/1998 - Mw= 6.8
96/87/163/3/9.653E18

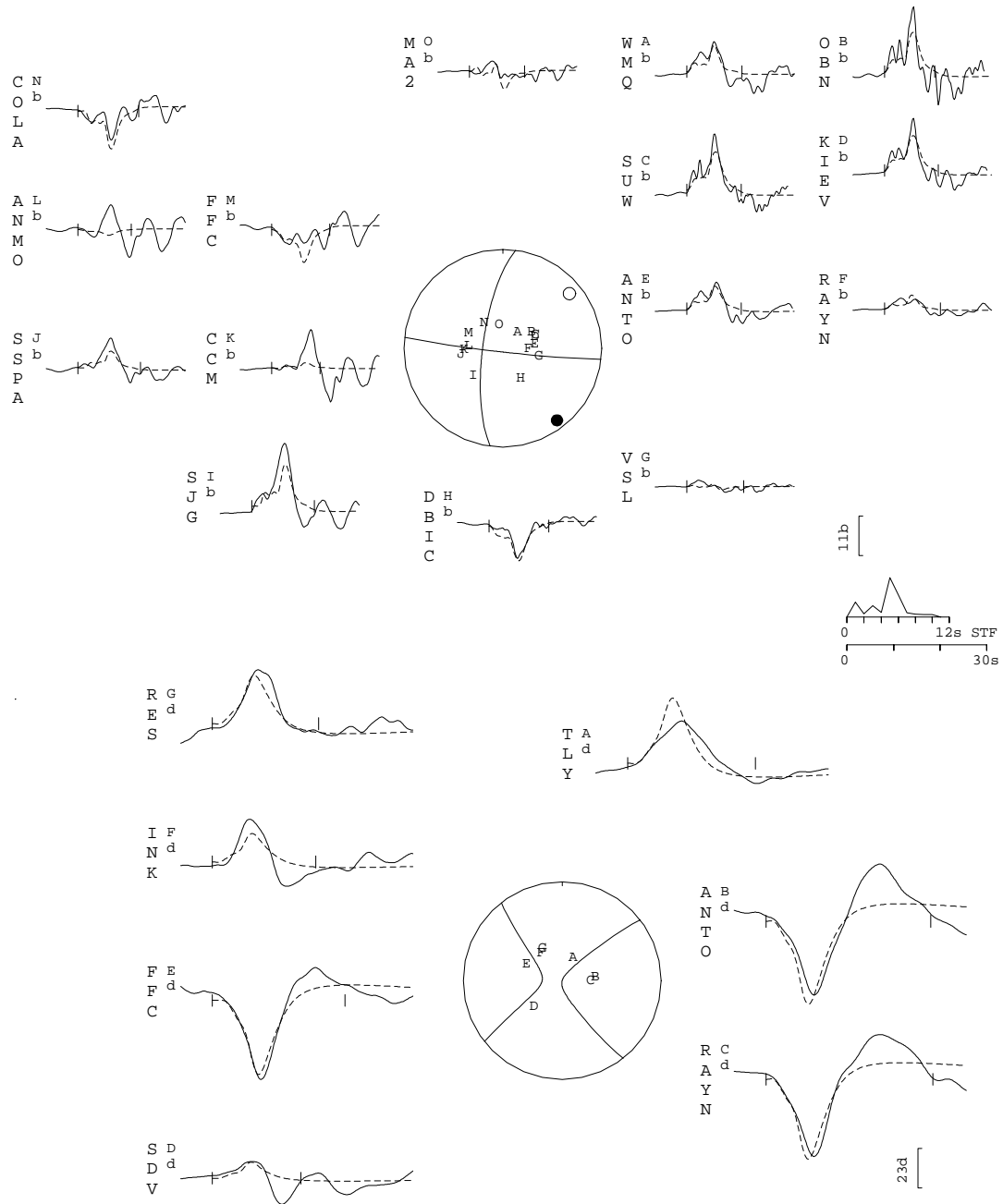


Fig. 5.3 Resultado de la modelización, mediante la aproximación de foco puntual, utilizando el algoritmo de Nabelek, para las ondas P (parte superior de la figura) y para las SH (parte inferior). Los sismogramas observados se representan a trazo continuo y los sintéticos a trazo discontinuo.

que para las estaciones COLA y FFC (en el cuarto cuadrante) ocurre lo contrario. Estas diferencias podrían ser debidas a un efecto de directividad, si es que la ruptura se propagara en la dirección de acimut 96° . Por otro lado, vemos que para las estaciones CCM y ANMO se ajustan bien las primeras amplitudes, pero aparece en los sismogramas observados un impulso de mayor amplitud que no se consigue ajustar.

Para mejorar los resultados, se ha ensayado una modelización empleando dos fuentes puntuales. La mejor solución (figura 5.4), correspondiente a un *rms* menor, corresponde al caso en que la segunda fuente se encuentra a 20 km de la primera, en la dirección de acimut 96° . Para representar un proceso de ruptura complejo, hemos considerado el caso en que el mecanismo focal pueda variar de una fuente a otra, así como la profundidad. Los resultados obtenidos para la mejor solución, se muestran en la Tabla 5.3, siendo el *rms* total de 0.25.

Tabla 5.3 *Modelo de dos fuentes.*

Fuente	Profundidad	M_0	Mecanismo focal
Fuente 1	3 ± 1 km	$(8.6 \pm 0.4) \times 10^{18} Nm$	$96^\circ \pm 1^\circ / 89^\circ \pm 3^\circ / 172^\circ \pm 3^\circ$
Fuente 2	5 ± 2 km	$(2.4 \pm 0.7) \times 10^{18} Nm$	$33^\circ \pm 9^\circ / 50^\circ \pm 4^\circ / 75^\circ \pm 9^\circ$

Como vemos, el mecanismo focal para la primera fuente puntual no ha variado prácticamente respecto al modelo de una sola fuente, y tampoco la profundidad, siendo el momento sísmico escalar ligeramente inferior. Para la segunda fuente, dicho momento es muy pequeño (casi la cuarta parte del correspondiente a la primera fuente), la energía liberada en el proceso de ruptura es mínima, conservándose prácticamente la profundidad.

En cuanto al mecanismo focal para esta segunda fuente, ha cambiado radicalmente, correspondiendo a un mecanismo de falla inversa, lo cual no parece muy realista.

Podemos apreciar, para el caso de las ondas P, que se ajustan mejor que en el modelo de una fuente sólo las amplitudes de las estaciones OBN, SUW y KIEV, no apreciándose mejoras en las otras. Para el caso de las ondas SH, el resultado de la modelización es casi el mismo. Estos resultados ponen de manifiesto la necesidad de analizar concienzudamente las soluciones, y no fijarnos sólo en que el *rms* sea bajo y que el ajuste de amplitudes sea perfecto, si no también en el sentido físico.

Tanto los planos nodales como la función temporal correspondiente a la primera fuente se representa a trazo continuo y los de la segunda a trazo discontinuo. Si nos fijamos en concreto

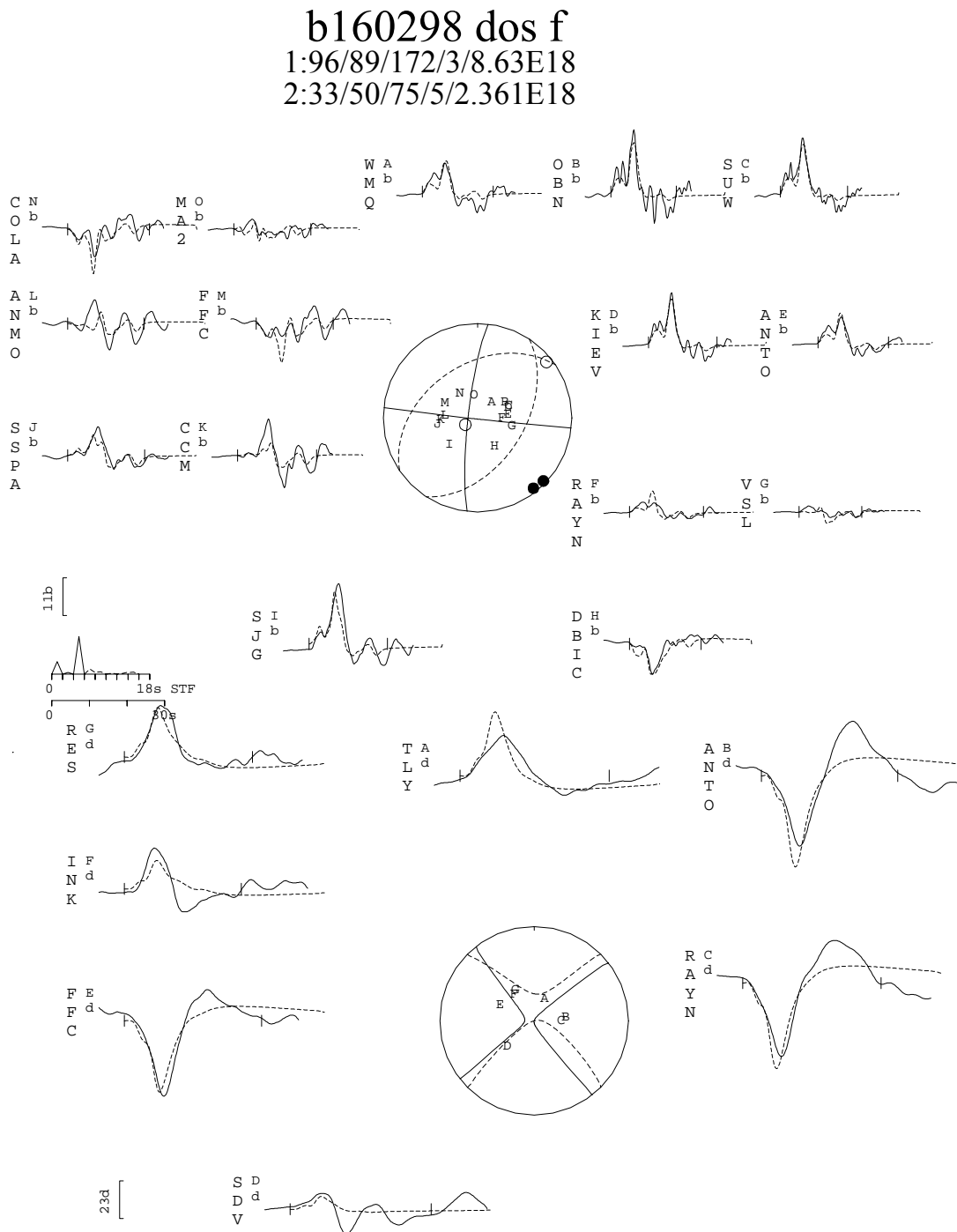


Fig. 5.4 Resultado de la modelización, considerando dos fuentes puntuales, para las ondas P (parte superior de la figura) y para las SH (parte inferior). Los sismogramas observados se representan a trazo continuo y los sintéticos a trazo discontinuo.

en las funciones temporales, la energía comienza a liberarse en la segunda fuente 6s después que en la primera y en una cantidad muy pequeña.

Podemos concluir, según lo observado, que este modelo de dos fuentes no aporta ninguna mejora, ofreciendo una solución poco realista en cuanto al mecanismo focal, al combinar un mecanismo de falla de desgarre y otro de falla inversa, con planos de falla a 45° de los correspondientes a la primera fuente.

Estos resultados nos llevan a pensar que el proceso de ruptura de este terremoto es demasiado complejo para aplicar el método de Nabeleck, pareciendo además poco apropiada la aproximación de foco puntual.

5.3 Modelo de fuente con dimensiones

Bajo el modelo de fuente con dimensiones, hemos realizado una modelización de la forma de ondas P y SH, empleando el programa INVEDIR ya descrito. Para disminuir el número de incógnitas, hemos calculado previamente la función de directividad para las ondas Rayleigh.

5.3.1 Función de directividad para las ondas Rayleigh

Al tener este terremoto un mecanismo de falla de desgarre, podemos realizar el estudio de la función de directividad para las ondas Rayleigh, como se describe en el Capítulo 2. A partir de los máximos y mínimos de esta función podemos determinar el acimut y sentido de la ruptura, así como la longitud y velocidad de la ruptura. Para realizar el estudio, vamos a partir del mecanismo focal calculado bajo la aproximación de foco puntual, mediante la modelización de ondas internas, cuya orientación viene dada por:

Plano A : $96^\circ / 87^\circ / 163^\circ$

Plano B: $187^\circ / 73^\circ / 176^\circ$

Con esta orientación, se han obtenido mejores resultados que con la obtenida a partir del primer impulso de la onda P, al tenerse menores diferencias entre las funciones de directividad observadas y teóricas. De todas formas, las dos son muy similares.

Para calcular la función de directividad hemos seleccionado los registros de la componente vertical de la onda Rayleigh de estaciones de banda ancha LHZ, correspondientes a las redes IRIS, GEOFON y GEOSCOPE, siguiendo después el proceso descrito en el Capítulo 3. En

la Tabla 5.4 se muestran las estaciones que se han usado, con los correspondientes valores del acimut y de la distancia epicentral, mostrándose en la figura 5.5 su distribución acimutal.

Tabla 5.4. Estaciones empleadas en el estudio de la función de directividad.

Estación	Acimut	Distancia epicentral
COLA	331°	52°
DBIC	142°	51°
SJG	229	43°
KONO	56°	25°
CEH	261°	36°
STU	81°	27°
NNA	224°	74°
CHTO	45°	98°
PAB	111°	24°

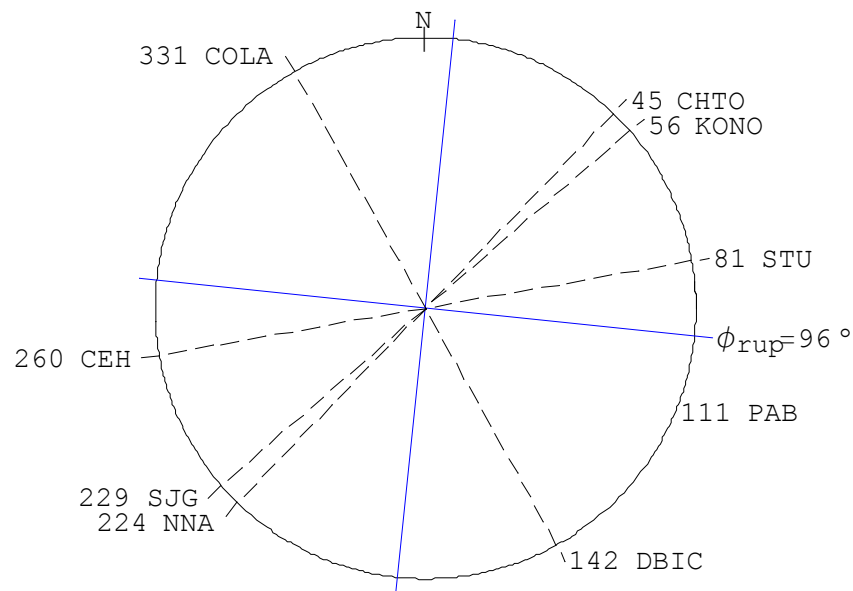


Fig. 5.5 Distribución acimutal de las estaciones empleadas en el estudio de la función de directividad para las ondas LR.

Con esta lista de estaciones, se han formado distintas parejas para calcular la función de directividad. En algunas parejas, el ángulo acimutal entre las estaciones (α) es próximo a 180° , como es el caso de COLA-DBIC, SJG-KONO, CEH-STU y NNA-CHTO, mientras que en las parejas PAB-KONO y SJG-PAB el ángulo es de 55° y 117° respectivamente, calculándose para ellas la función de directividad generalizada.

En el Apéndice C, se muestran para cada pareja la componente vertical del movimiento del suelo (en m) para la onda Rayleigh para cada estación, junto a los espectros de amplitudes correspondientes, así como el logaritmo de la función de directividad que llamaremos observada, elaborada a partir de dichos espectros como se explicó en el Capítulo 2. Como ejemplo, en la figura 5.6, se tienen las gráficas correspondientes al par de estaciones COLA-DBIC, que forman un ángulo $\alpha = 188^\circ$.

Para calcular la dirección y sentido de la ruptura, se necesitan sólo dos parejas de estaciones que estén separadas 180° , de forma que se tenga una estación en cada cuadrante, estudiándose el patrón de ocurrencia del primer valor extremo de la función de directividad. Sin embargo, a modo de comprobación, se han empleado ocho estaciones que dan lugar a cuatro parejas, mostrándose en la Tabla 5.5 si el primer valor extremo observado en la función de directividad para cada pareja es un máximo o un mínimo.

Tabla 5.5 Patrón de ocurrencia del primer valor extremo.

Estaciones	1 ^{er} valor extremo
COLA/DBIC	mínimo
SJG/KONO	mínimo
CEH/STU	mínimo
NNA/CHTO	mínimo

Se deduce de esta tabla que el plano de falla es el de acimut 96° y el sentido de propagación de la ruptura es E, es decir, la ruptura se propaga hacia el este con un acimut de 96° .

Una vez calculado el acimut de la ruptura, el siguiente paso es obtener los valores de la longitud L y de la velocidad de propagación de la ruptura v_r . Para ello, se lleva a cabo una comparación entre la función de directividad observada y la función de directividad teórica, calculando esta última con distintos valores de L y v_r . Así, para cada pareja se seleccionan los valores de estos parámetros que mejor ajuste visual proporcionan. Se realiza, por tanto,

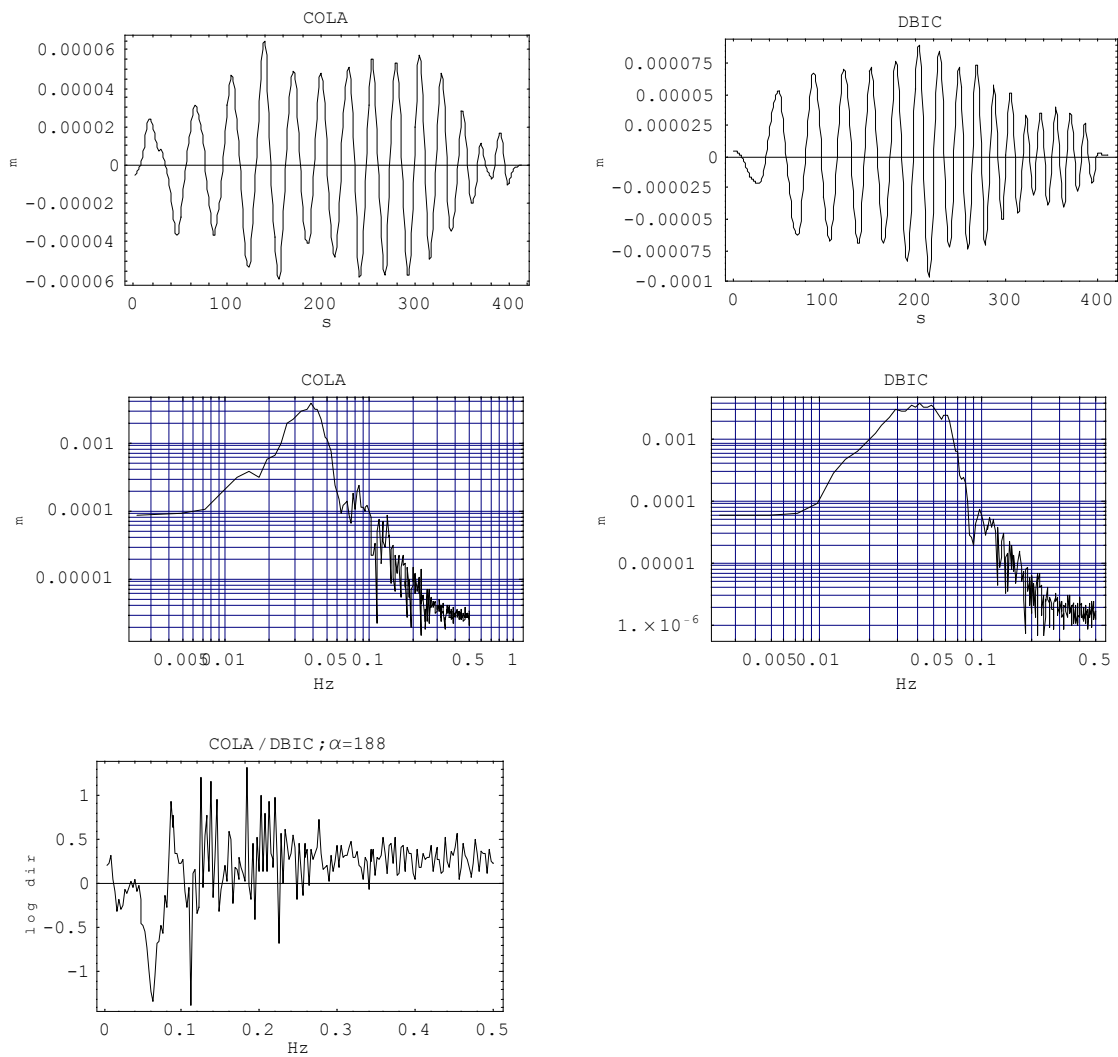


Fig. 5.6 Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones COLA y DBIC.

una especie de modelización de la función de directividad observada. Normalmente, como ya se comentó en el Capítulo 2, sólo es posible ajustar el primer valor extremo.

Los resultados obtenidos con cada par de estaciones, se muestran en la Tabla 5.6, en la que se indica además el valor del ángulo acimutal entre las estaciones (α) y el ángulo acimutal entre la primera estación y la dirección de propagación de la ruptura (θ), medido en el sentido contrario al de las agujas del reloj. La velocidad de fase de la onda Rayleigh se ha tomado igual a 4 km/s.

Tabla 5.6. Valores de la longitud y de la velocidad de propagación de la ruptura.

Estaciones	α	θ	L (km)	v_r (km/s)
COLA/DBIC	188°	126°	20	1.5
SJG/KONO	172°	227°	22	1.5
CEH/STU	179°	196°	55	1.6
NNA/CHTO	179°	232°	48	1.6
PAB/KONO	55°	345°	30	1.5
SJG/PAB	117°	227	20	1.5

En el Apéndice C, se muestran para cada par de estaciones, la función de directividad observada (trazo continuo) y la calculada que mejor se ajusta (trazo discontinuo), obtenida esta última con los valores de longitud y velocidad de la ruptura que se muestran en la Tabla 5.6. En dichas figuras, sólo se presenta la función de directividad para frecuencias bajas, ya que sólo se ha podido ajustar el primer valor extremo, sea máximo o mínimo. Como ejemplo, en la figura 5.7 se muestra para la pareja de estaciones COLA-DBIC ($\alpha = 188^\circ$) la función de directividad observada y la calculada a partir de una longitud de 20 km y una velocidad de ruptura de 1.5 km/s, que son los valores que mejor ajustan el primer valor extremo, en este caso, un mínimo.

A partir de la Tabla 5.6, podemos concluir que la velocidad de ruptura para este terremoto es muy baja, del orden de 1.5 - 1.6 km/s. La longitud de la fractura oscila entre 20 km y 55 km, siendo el valor medio de 32 km. Los valores más altos de la longitud, corresponden a las parejas CEH-STU con $L = 55$ km y NNA-CHTO con $L = 48$ km. Para la pareja CEH-STU, el ángulo entre las estaciones es muy próximo a 180° ($\alpha = 179^\circ$), estando las dos estaciones a distancias epicentrales similares (36° y 27° respectivamente), según vemos en la Tabla 5.4. Por tanto, la discrepancia que presentan con los restantes valores de la longitud no es achacable a estos parámetros.

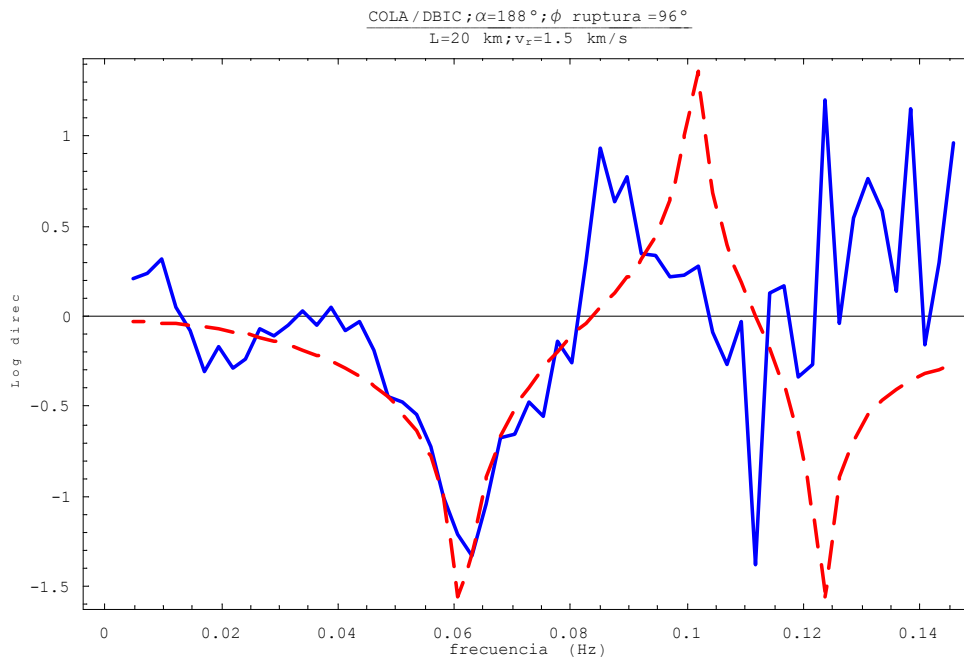


Fig. 5.7 Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones COLA y DBIC:

Para la pareja NNA-CHTO también el ángulo acimutal es de 179° , existiendo ahora una mayor diferencia en la distancia epicentral (74° y 98° respectivamnete), lo cual podría influir, aunque se haya reducido el espectro de amplitudes de la segunda estación a la distancia epicentral de la primera. Además, se tiene una peor calidad de las observaciones de las ondas LR, sobre todo para la estación NNA, como se puede apreciar en la figuras correspondientes en el Apéndice C.

5.3.2 Inversión de ondas internas P y SH

Bajo la aproximación de foco con dimensiones, hemos realizado una inversión de la forma de ondas internas P y SH, mediante el programa INVEDIR descrito en el Capítulo 3. Las observaciones de ondas internas empleadas son las mismas que las usadas en la aproximación de foco puntual.

La inversión se ha realizado manteniendo fija la orientación del plano de falla, probando dos orientaciones: en primer lugar, la solución obtenida a partir de la polaridad de la onda P y después la orientación calculada con el programa SYN4 bajo el modelo de foco puntual, ya que esta solución proporcionaba mejores resultados en el estudio de la función de directividad de las ondas Rayleigh. La profundidad focal también se ha mantenido fija, con un valor de

3 km. En cuanto al acimut, longitud y velocidad de la ruptura, se ha partido de los valores calculados con la función de directividad para las ondas LR.

En cuanto a las observaciones, el número empleado es menor que para la aproximación de foco puntual, ya que se han eliminando las próximas a los planos nodales al entorpecer la convergencia de la solución.

Para realizar una primera modelización, se ha partido de los valores de la longitud y de la velocidad de la ruptura que se han obtenido en el estudio de la función de directividad para las ondas Rayleigh: 32 km y 1.5 km/s. Pero con esta pareja de valores, no se tendría un número entero de fuentes puntuales, lo cual es imprescindible como se vió en el Capítulo 3, por lo que se ha tomado para la longitud un valor de 30 km, próximo al anterior y con el que se tendrían 21 fuentes separadas 1.5 km. Los valores para todos los parámetros utilizados se muestran en la Tabla 5.7.

Tabla 5.7. Parámetros empleados en la primera modelización.

Mecanismo focal	Profundidad	Parámetros de la ruptura	Función temporal
acimut= 279° buzamiento= 89° deslizamiento= 175°	h = 3 km	$L = 30$ km $v_r = 1.5$ km/s acimut= 99°	n° de fuentes= 21 $\tau_r = 1$ s $\Delta x = 1.5$ km

En las figuras 5.8 y 5.9 se muestran los resultados obtenidos para la forma de las ondas P y SH respectivamente, representándose con trazo más grueso las observadas y con trazo fino las calculadas. En estas figuras se muestran además los planos nodales correspondientes y la función temporal calculada, indicándose las escalas para las amplitudes y el tiempo. El momento sísmico escalar calculado es de $1.20 \times 10^{19} Nm$, siendo el *rms* o función de corte final, según la fórmula (3.15), de 0.43.

En las figuras 5.10 y 5.11 se muestran con más detalle las ondas P y SH respectivamente, presentándose las observadas a trazo continuo y las calculadas a trazo discontinuo. Si comparamos con las formas de ondas obtenidas bajo la aproximación de foco puntual, con el programa SYN4, vemos que para el caso de la onda P, las amplitudes para las estaciones COLA y DBIC ahora se ajustan mejor, no observándose ninguna mejoría para las otras estaciones. Para las ondas SH no se observa tampoco un mejor ajuste en cuanto a amplitudes, pero se modela el segundo impulso que aparece en la estaciones FFC y RAYN.

En la figura 5.12, se representa más detalladamente la función temporal aparente, distinta para cada estación según el acimut de cada una, es decir, según el efecto de directividad.

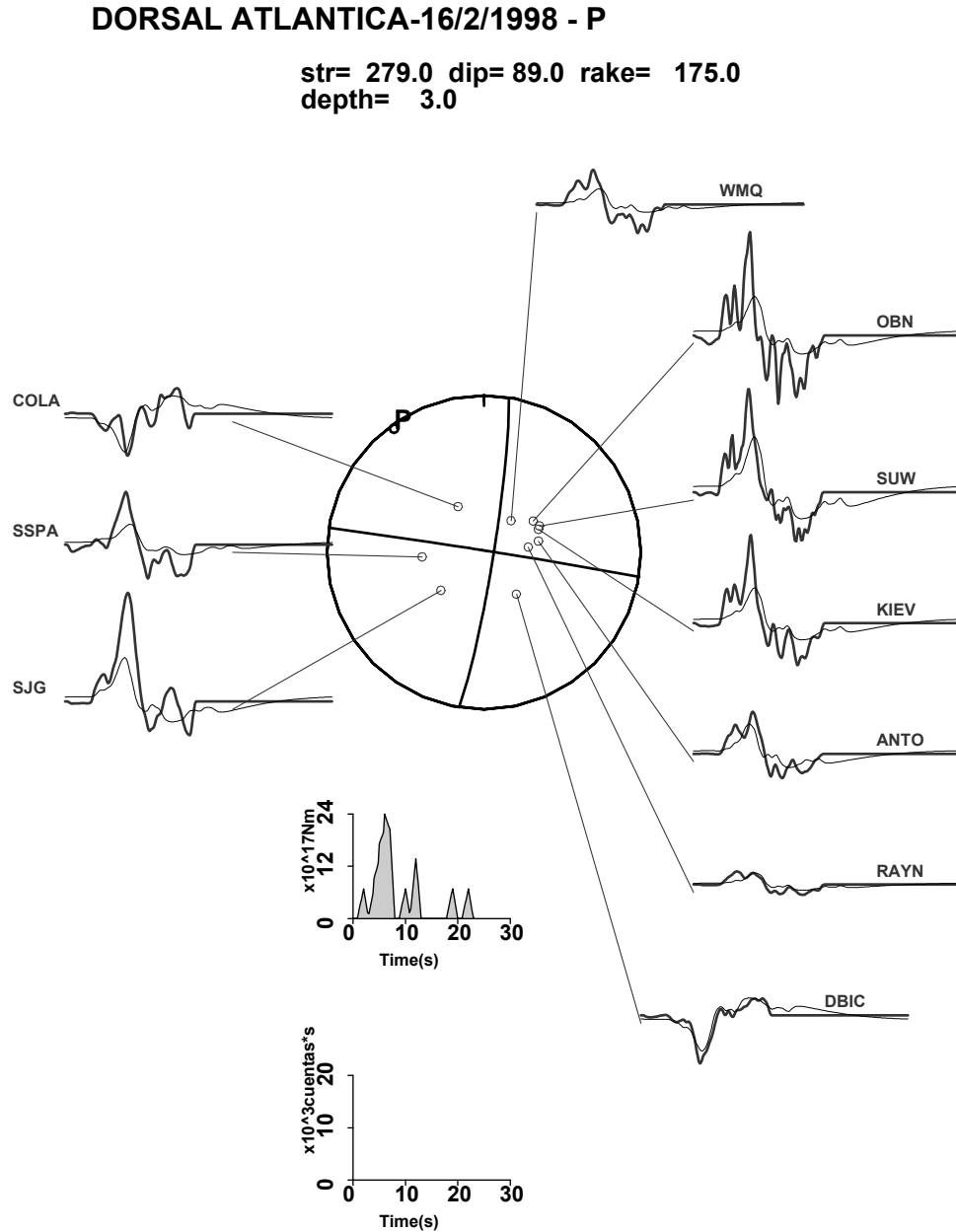


Fig. 5.8 Resultado de la modelización de las ondas P para $L=30 \text{ km}$ y $v_r = 1.5 \text{ km/s}$, mostrándose los sismogramas observados (trazo grueso) y los calculados (trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en $10^3 \text{ cuentas} \times \text{s}$. La función temporal se muestra en la parte central.

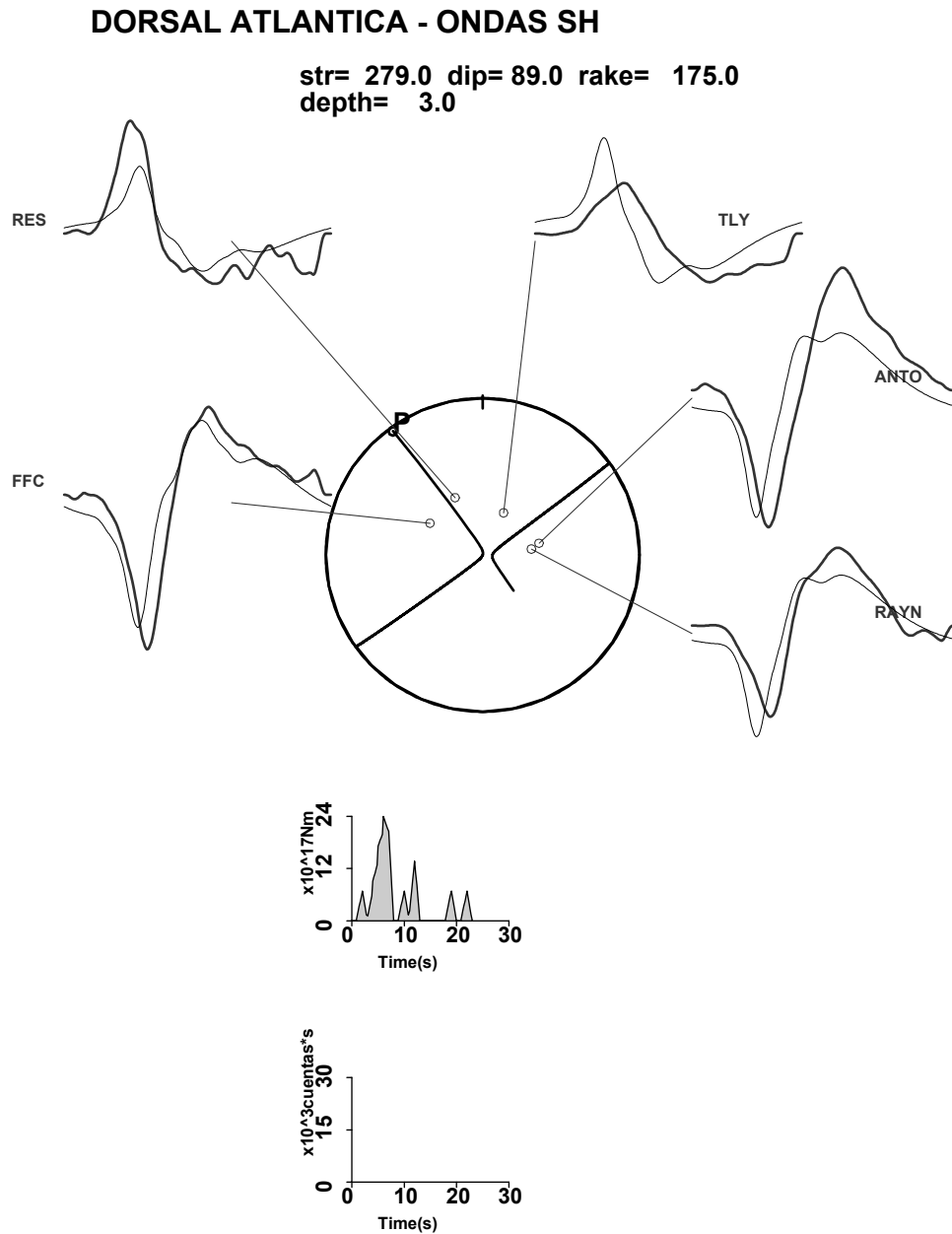


Fig. 5.9 Resultado de la modelización para las ondas SH, con $L = 30 \text{ km}$ y $v_r = 1.5 \text{ km/s}$, mostrándose los sismogramas observados (trazo grueso) y los calculados (trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en $10^3 \text{ cuentas} \times \text{s}$. La función temporal se muestra en la parte central.

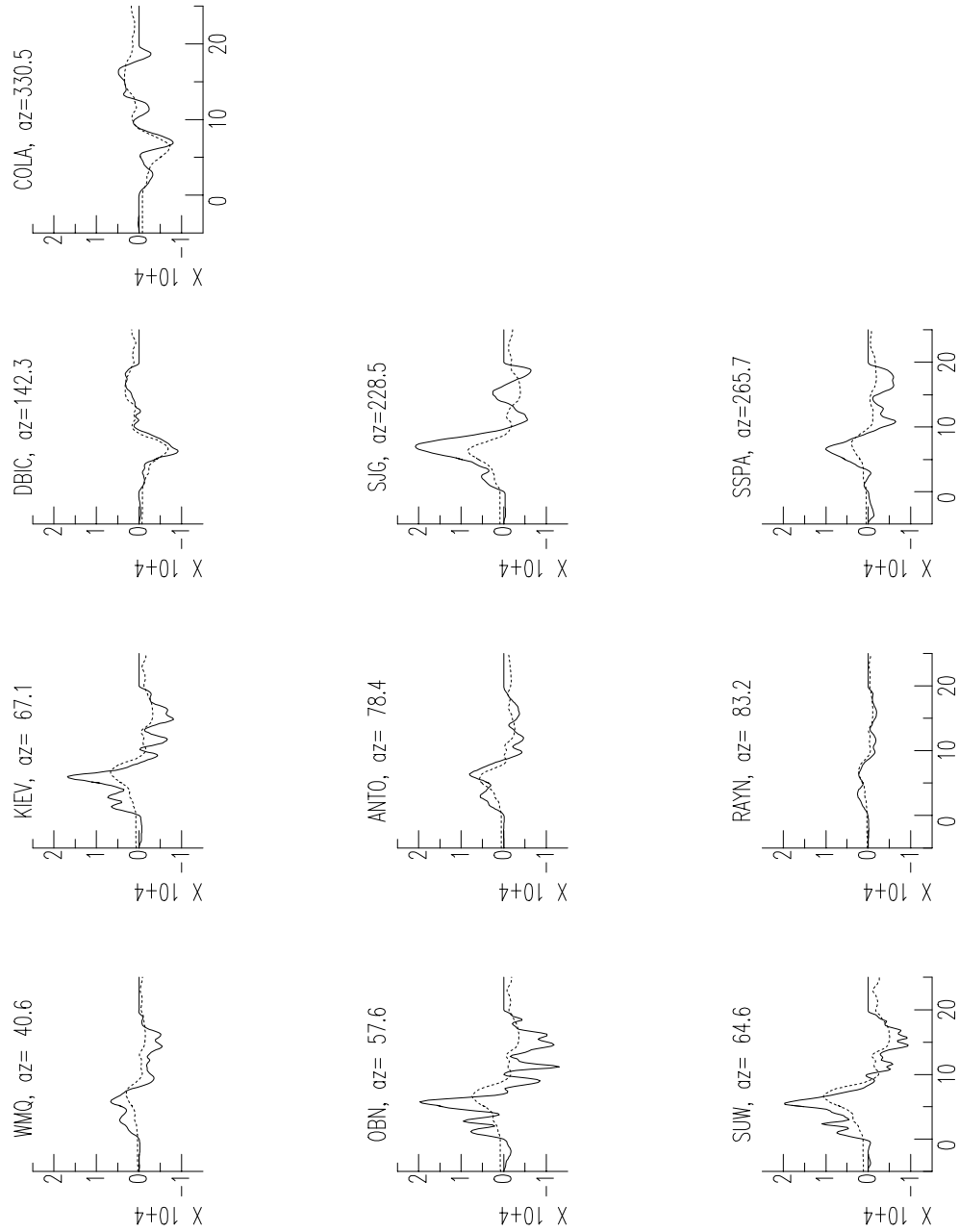


Fig. 5.10 Ondas P: sismogramas observados (trazo continuo) y calculados para un mecanismo focal de $279^\circ/89^\circ/175^\circ$, $L=30\text{ km}$ y $v_r=1.5\text{ km/s}$ (trazo discontinuo).

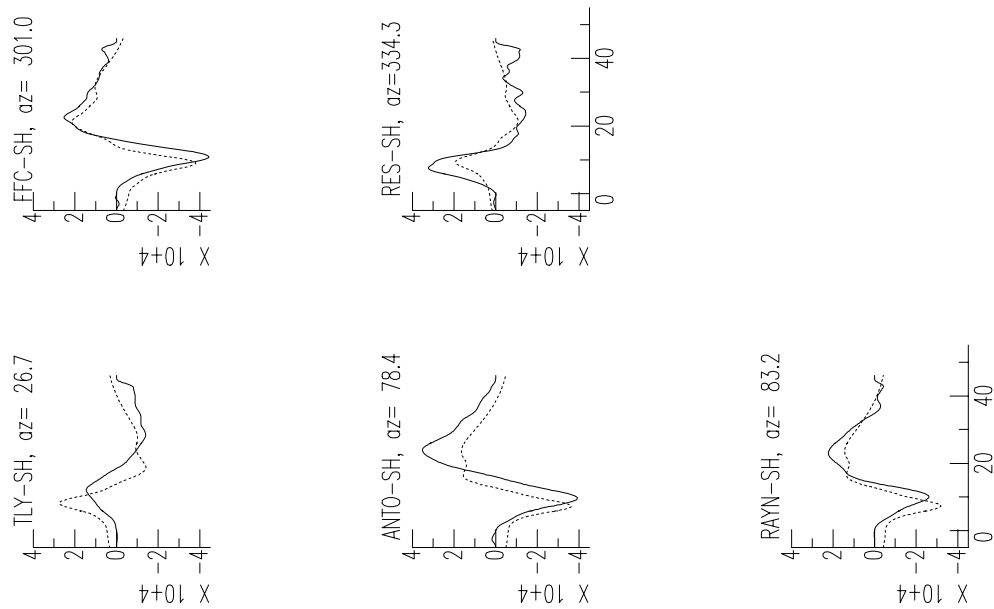


Fig. 5.11 Ondas SH: sismogramas observados (trazo continuo) y calculados para un mecanismo focal de $279^\circ/89^\circ/175^\circ$, $L = 30$ km y $v_r = 1.5$ km/s (trazo discontinuo).

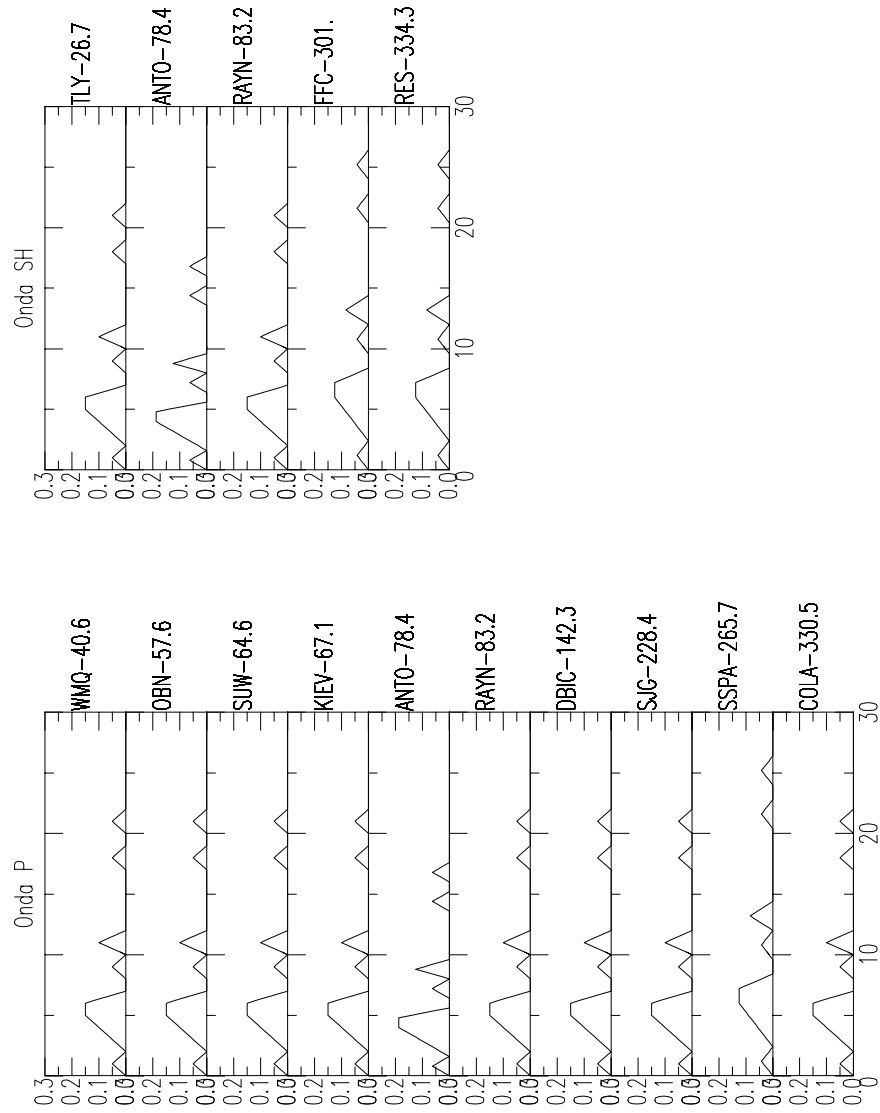


Fig. 5.12 Función temporal aparente para cada estación, obtenida para $L = 30$ km y $v_r = 1.5$ km/s.

Si analizamos la función temporal aparente, notamos en primer lugar que, en el caso de las ondas P, la mayor duración corresponde a la estación SSPA (acimut 265.7°), siendo un poco mayor de 25 s, mientras que en el caso de las ondas SH se tiene para las estaciones FFC y RES (acimutes de 301.0° y 334.3°), siendo también de ese orden. Al considerar 21 fuentes, la duración de la función temporal es de 22 s.

Pero si nos fijamos, esta función presenta unas amplitudes despreciables a partir de los 11s, por lo que podríamos pensar que realmente la duración debe ser menor y que los últimos triángulos aparecen de manera forzada. Quizás tomando una fuente de menor duración los resultados mejorarán. Así, se han realizado distintas pruebas con valores de la longitud y de la velocidad de la ruptura cuyo cociente sea del orden de los 11s, pero que a la vez no difieran demasiado de los calculados a partir de la función de directividad de las ondas Rayleigh.

Los mejores resultados se han obtenido para una longitud inicial de 20 km y una velocidad de ruptura de 2 km/s ($L/v_r = 10$ s), considerando ahora 11 fuentes puntuales regularmente espaciadas una distancia de 2 km, como se muestra en la Tabla 5.8, manteniendo la orientación del plano de falla y el acimut de la ruptura. El momento sísmico calculado es de $9.60 \times 10^{18} Nm$, con un *rms* de 0.42, ligeramente inferior al caso anterior.

En las figuras 5.13 y 5.14 se muestran los resultados obtenidos para las ondas P y SH respectivamente, junto a una representación de la esfera focal y los planos nodales correspondientes. Los sismogramas observados se presentan con trazo más grueso.

Para poder observar con más detalle las formas de ondas y la función temporal, también se presentan por separado. Así, en las figuras 5.15 y 5.16 tenemos los sismogramas observados (trazo continuo) y los calculados (trazo discontinuo) para las ondas P y SH respectivamente, mientras que en la figura 5.17 se muestran las funciones temporales aparentes para cada estación, tanto para las ondas P como para las SH.

Como podemos observar en estas figuras, el resultado de la modelización es similar al caso anterior, pero vemos que ha mejorado el ajuste entre las formas de onda observadas y calculadas. Así por ejemplo, para las ondas P, el ajuste es mejor para las estaciones OBN, SUW, KIEV y ANTO (estaciones directivas de acimutes comprendidos entre 57.6° y 78.4°), ajustándose mejor tanto la amplitud como la anchura de las fases, no apreciándose diferencias en las otras estaciones. Para las ondas SH las diferencias introducidas son pequeñas también.

DORSAL ATLANTICA-16/2/1998 - P

str= 279.0 dip= 89.0 rake= 175.0
depth= 3.0

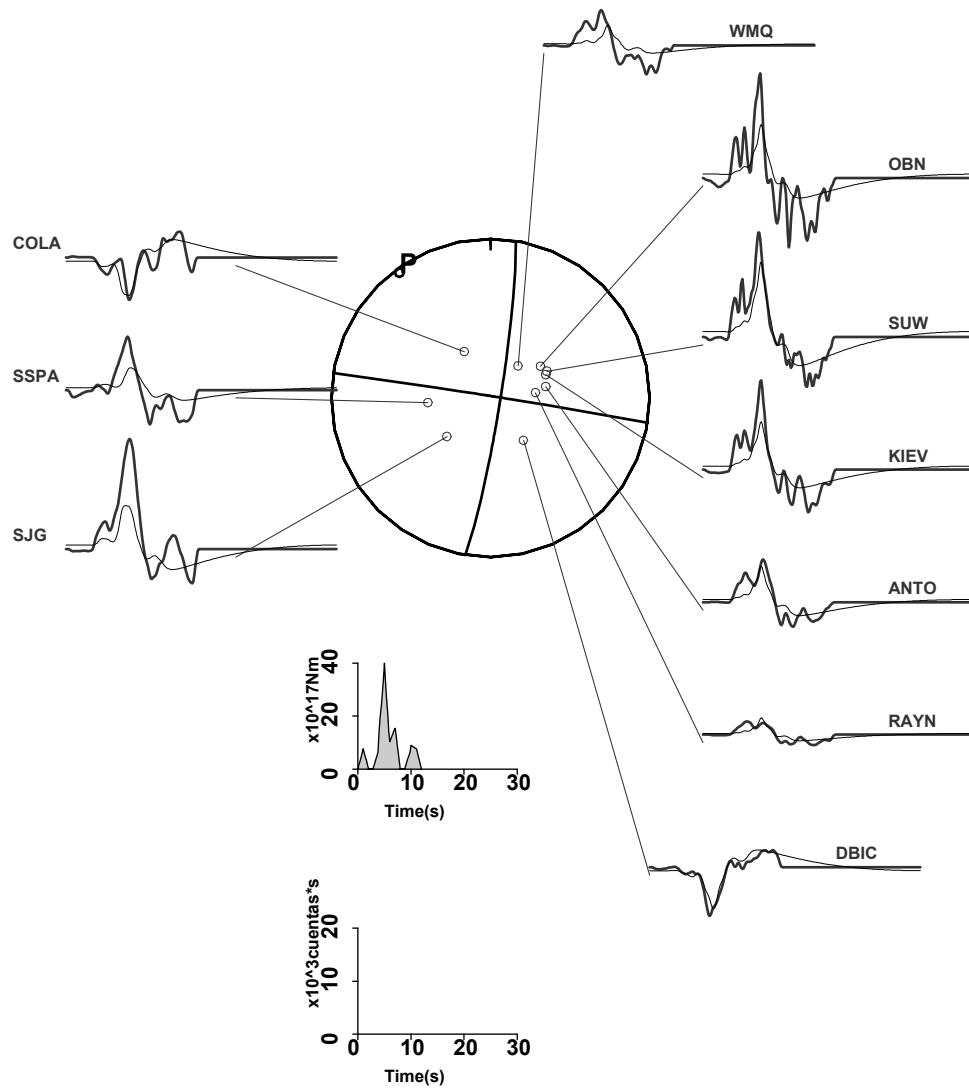


Fig. 5.13 Resultado de la modelización para las ondas P, con $L = 20$ km y $v_r = 2$ km/s, mostrándose los sismogramas observados (trazo grueso) y los calculados (trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

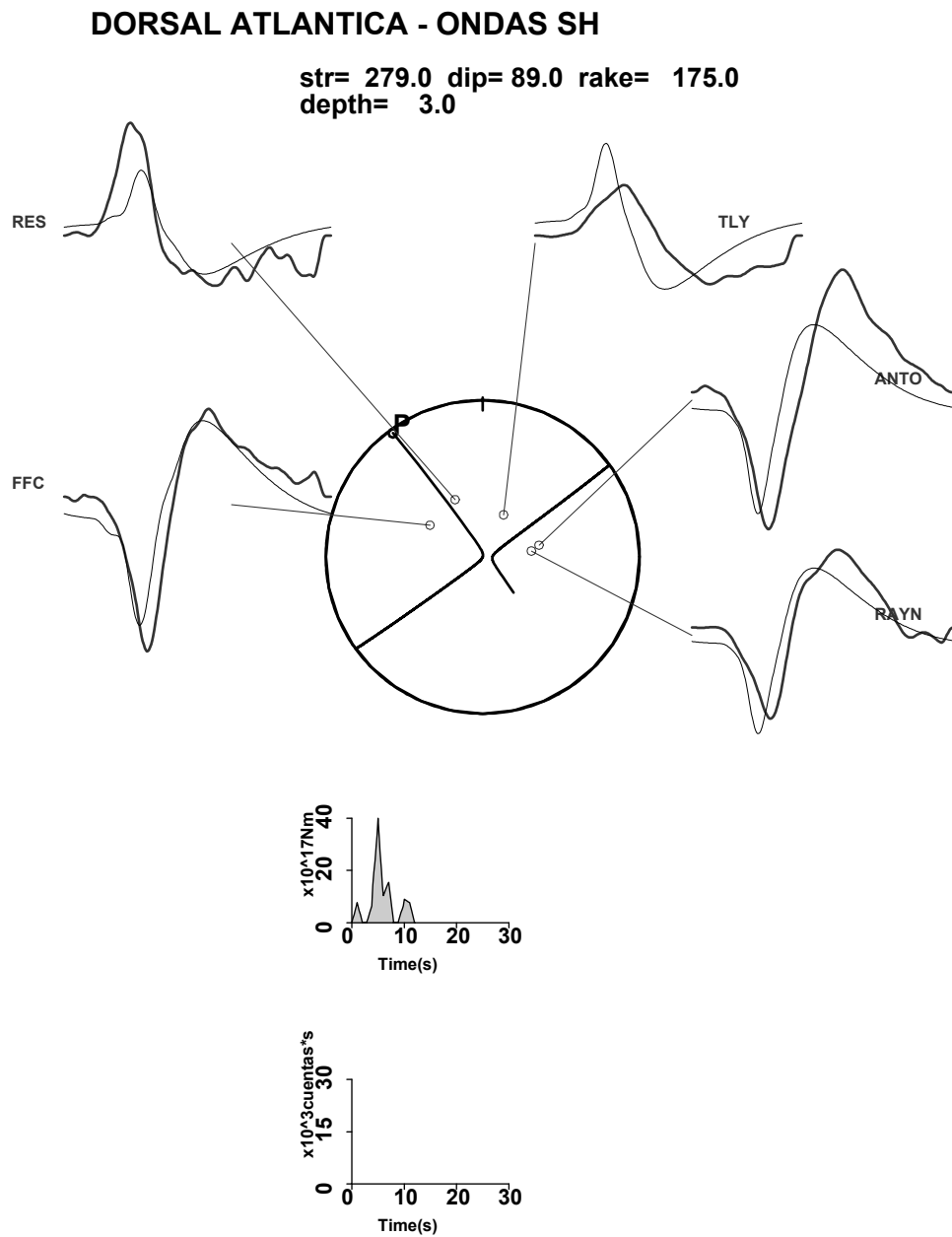


Fig. 5.14 Resultado de la modelización para las ondas SH con $L=20 \text{ km}$ y $v_r = 2.0 \text{ km/s}$, mostrándose los sismogramas observados (trazo grueso) y los calculados (trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en $10^3 \text{ cuentas} \times \text{s}$. La función temporal se muestra en la parte central.

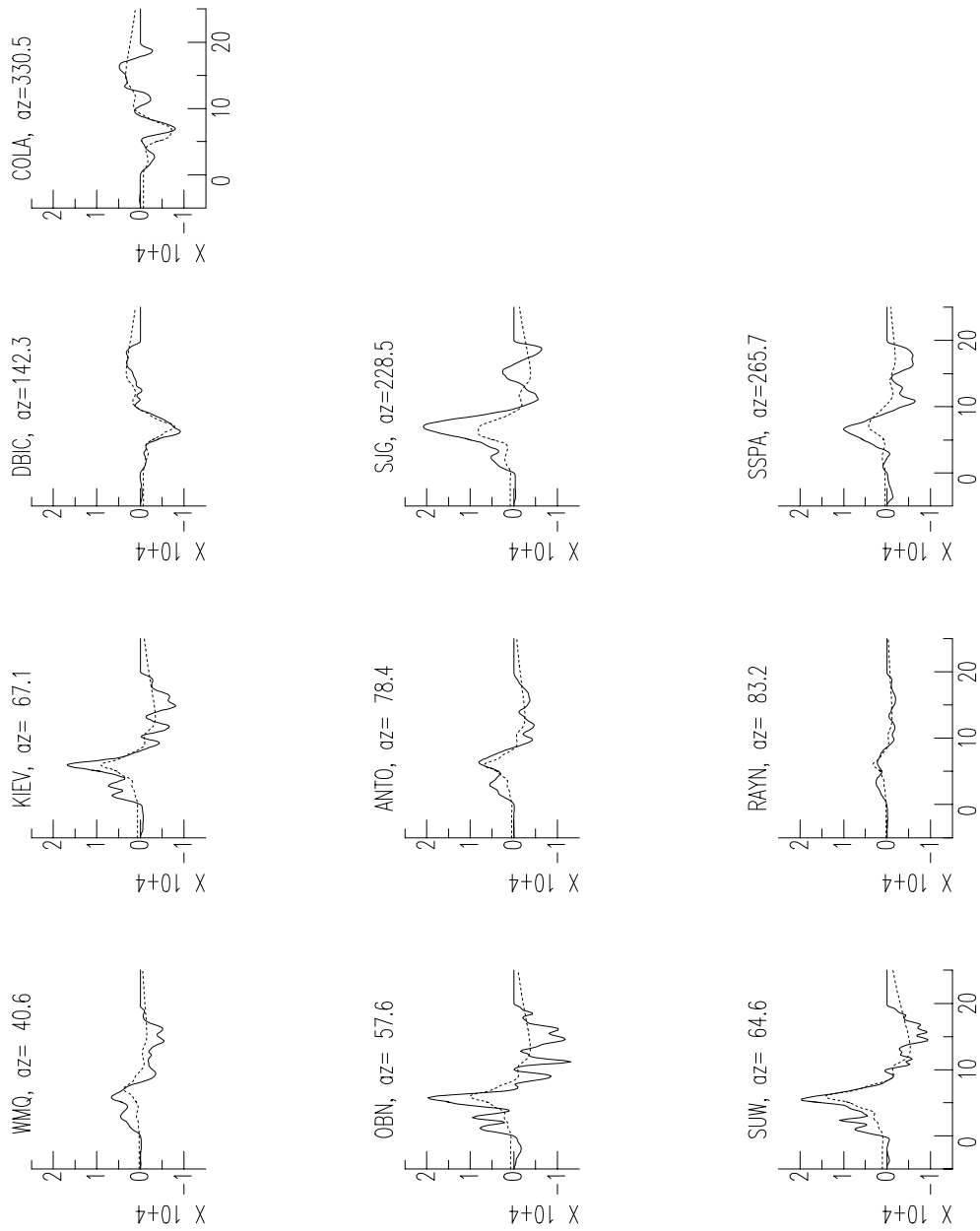


Fig. 5.15 Ondas P: sismogramas observados (trazo continuo) y calculados para un mecanismo focal de $279^\circ/89^\circ/175^\circ$, $L=20$ km y $v_r=2.0$ km/s (trazo discontinuo).

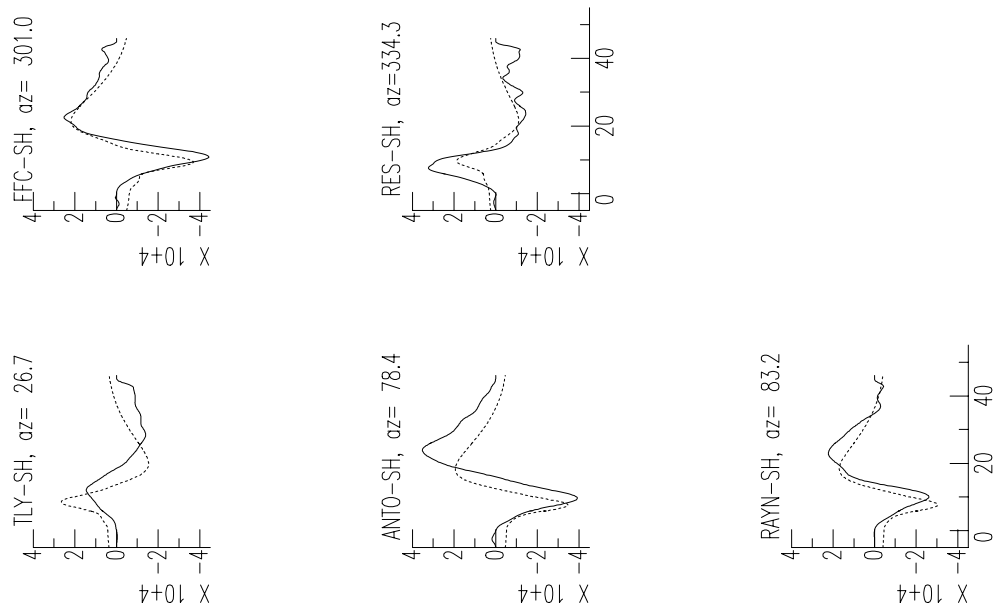


Fig. 5.16 Ondas SH: sismogramas observados (trazo continuo) y calculados para un mecanismo focal de $279^\circ/89^\circ/175^\circ$, $L = 20$ km y $v_r = 2.0$ km/s (trazo discontinuo).

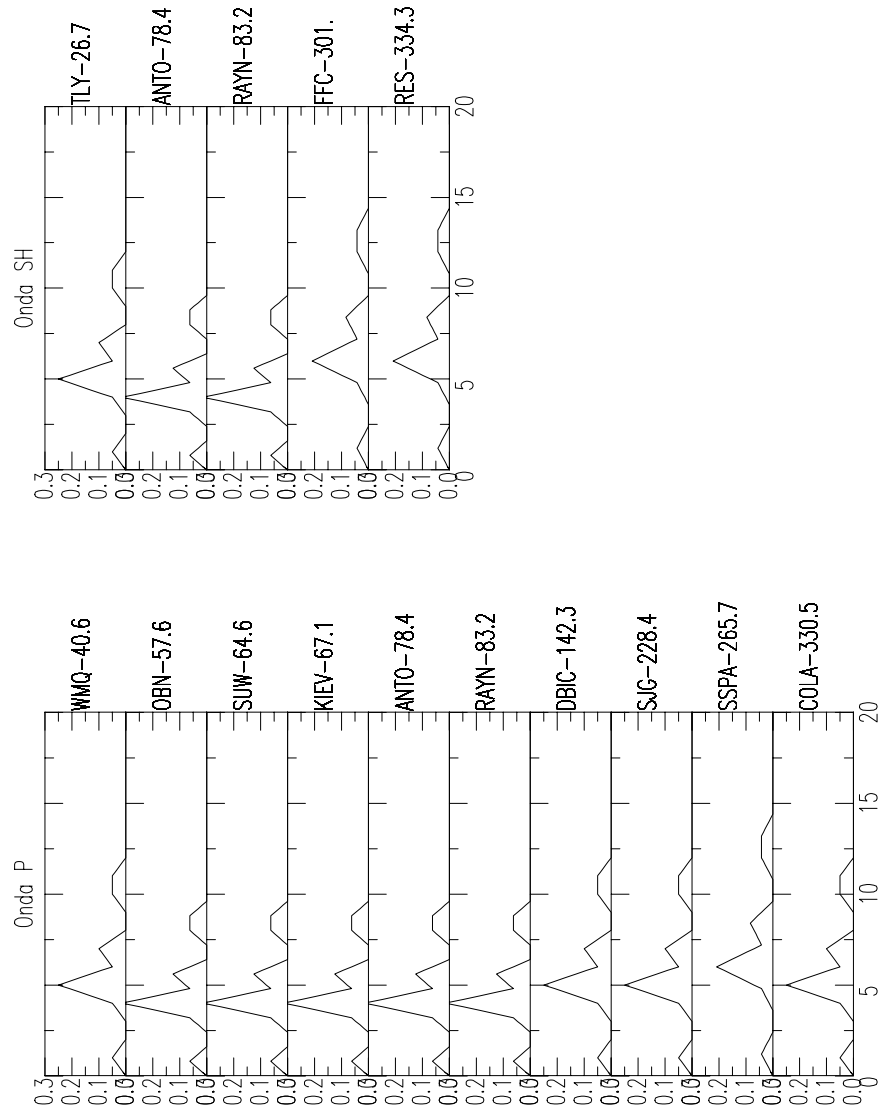


Fig. 5.17 Función temporal aparente para cada estación, calculada con $L = 20$ km y $v_r = 2$ km/s.

La función temporal tiene ahora una duración que encaja mejor con las observaciones, teniéndose la mayor liberación de energía entre los 4 s-8 s después de iniciarse la ruptura. En cuanto a las funciones temporales aparentes, distinta para cada estación, se tiene la mayor duración (próxima a los 15 s) para la estación SSPA (acimut 265.7°), en el caso de las ondas P y en el caso de las ondas SH, para las estaciones FFC y RES (acimutes 301.0° y 334.3°), también casi 15 s.

Si comparamos con los resultados obtenidos bajo el modelo de foco puntual, ahora ajustamos una cantidad mayor de señal especialmente en las observaciones de ondas SH. Así por ejemplo, para las estaciones RAYN y FFC, se ajusta el segundo impulso además del primero.

Este modelo de fuente con dimensiones, con $L = 20$ km y $v_r = 2$ km/s, es la mejor solución para este mecanismo focal. De todas formas, las diferencias introducidas en la forma de ondas, respecto a la aproximación de foco puntual, son pequeñas.

Se ha realizado también un estudio análogo tomando como orientación para el plano de falla la obtenida en la modelización con el programa SYN4, calculada por tanto bajo la aproximación de foco puntual. Dicho mecanismo es también de falla de desgarre y con una orientación parecida, siendo el acimut de 96° , el buzamiento de 87° y el ángulo de deslizamiento de 163° . El mejor resultado, correspondiente al menor valor de la función de corte o *rms*, se ha obtenido también para una longitud de 20 km y una velocidad de ruptura de 2 km/s, considerando 11 fuentes regularmente espaciadas, siendo el momento sísmico escalar calculado de 9.60×10^{18} Nm y el *rms* de 0.42, igual que en el caso anterior. En la Tabla 5.8. se muestran las soluciones de estos dos casos para compararlas mejor.

Tabla 5.8. Resultados bajo el modelo de fuente con dimensiones.

Parámetros fijos	M_0 (Nm)	Parámetros de la ruptura	Función temporal	rms
orientación: $279^\circ/89^\circ/175^\circ$ h=3 km	9.60×10^{18}	$L = 20$ km $v_r = 1.5$ km/s acimut= 99°	nº de fuentes= 11 $\tau_r = 1$ s $\Delta x = 2$ km	0.42
orientación: $96^\circ/87^\circ/163^\circ$ h=3 km	9.60×10^{18}	$L = 20$ km $v_r = 1.5$ km/s acimut= 96°	nº de fuentes= 11 $\tau_r = 1$ s $\Delta x = 2$ km	0.42

En las figuras 5.18 y 5.19 se muestran los sismogramas observados (trazo grueso) y calculados para las ondas P y SH respectivamente, junto a la esfera focal y los planos nodales para este mecanismo. También se presenta la función temporal de la fuente, observándose

que la mayor liberación de energía se tiene también hacia los 4s-7s tras el inicio de la ruptura, siendo la duración total de 12 s, ya que los restantes elementos (hasta los 22 s de supuesta duración) se anulan en la inversión.

En las figuras 5.20 y 5.21 se muestran aislados los sismogramas observados (trazo continuo) y los calculados (trazo discontinuo) para las ondas P y SH respectivamente.

También de forma aislada, para analizarla con más detalle, en la figura 5.22 se muestra la función temporal aparente para cada estación, pudiéndose apreciar como varia de unas a otras según el acimut.

Para las ondas P, vemos que la mayor duración se tiene para la estación SSPA (acimut 265.7°), próxima a los 15 s, correspondiendo la menor duración a las estaciones directivas OBN, SUW, KIEV, ANTO y RAYN (acimutes comprendidos entre 57.6° y 78.4°), siendo para ellas un poco menor de los 10 s.

En cuanto a las ondas SH, la mayor duración de la función temporal se tiene para las estaciones FFC y RES (acimut 301.0° y 334.3°), siendo próxima a los 15 s, presentando la menor duración las estaciones ANTO y RAYN, las dos estaciones directivas de acimutes 78.4° y 83.2° , siendo como en el caso de las ondas P casi de 10s.

Si comparamos los resultados obtenidos empleando estas dos orientaciones del plano de falla, vemos que los resultados son muy parecidos, obteniéndose la mejor solución con los mismos valores para los parámetros de la ruptura.

Si nos fijamos en las forma de ondas P calculadas, vemos que para la orientación $279^\circ/89^\circ/175^\circ$ (que llamaremos sol1), el ajuste de amplitudes para la estación WMQ es peor, pero para el resto de estaciones se observa una mayor correlación entre los calculados y observados, sobre todo para KIEV, ANTO, DBIC, SSPA y COLA.

En cuanto a las ondas SH, los resultados bajo las dos orientaciones difieren menos aún, apreciándose cierta mejora en el ajuste de amplitudes, bajo el modelo sol1, sólo para la estación FFC, siendo iguales los resultados para el resto de estaciones.

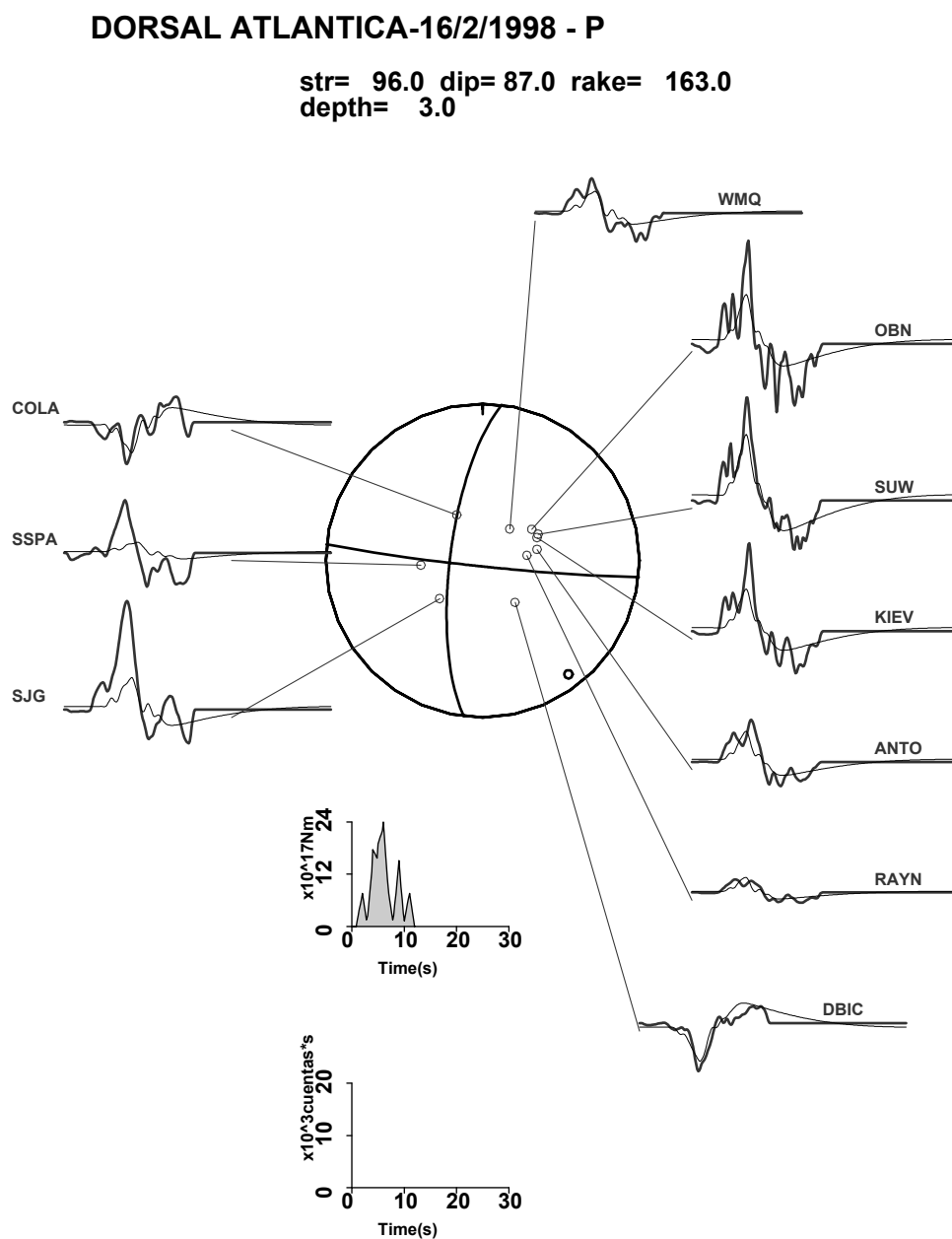


Fig. 5.18 Resultado de la modelización para las ondas P con $L=20$ km y $v_r = 2.0$ km/s, para una orientación de $96^\circ/87^\circ/163^\circ$, mostrándose los sismogramas observados (trazo grueso) y los calculados (trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en $10^3 \text{ cuentas} \times \text{s}$. La función temporal se muestra en la parte central.

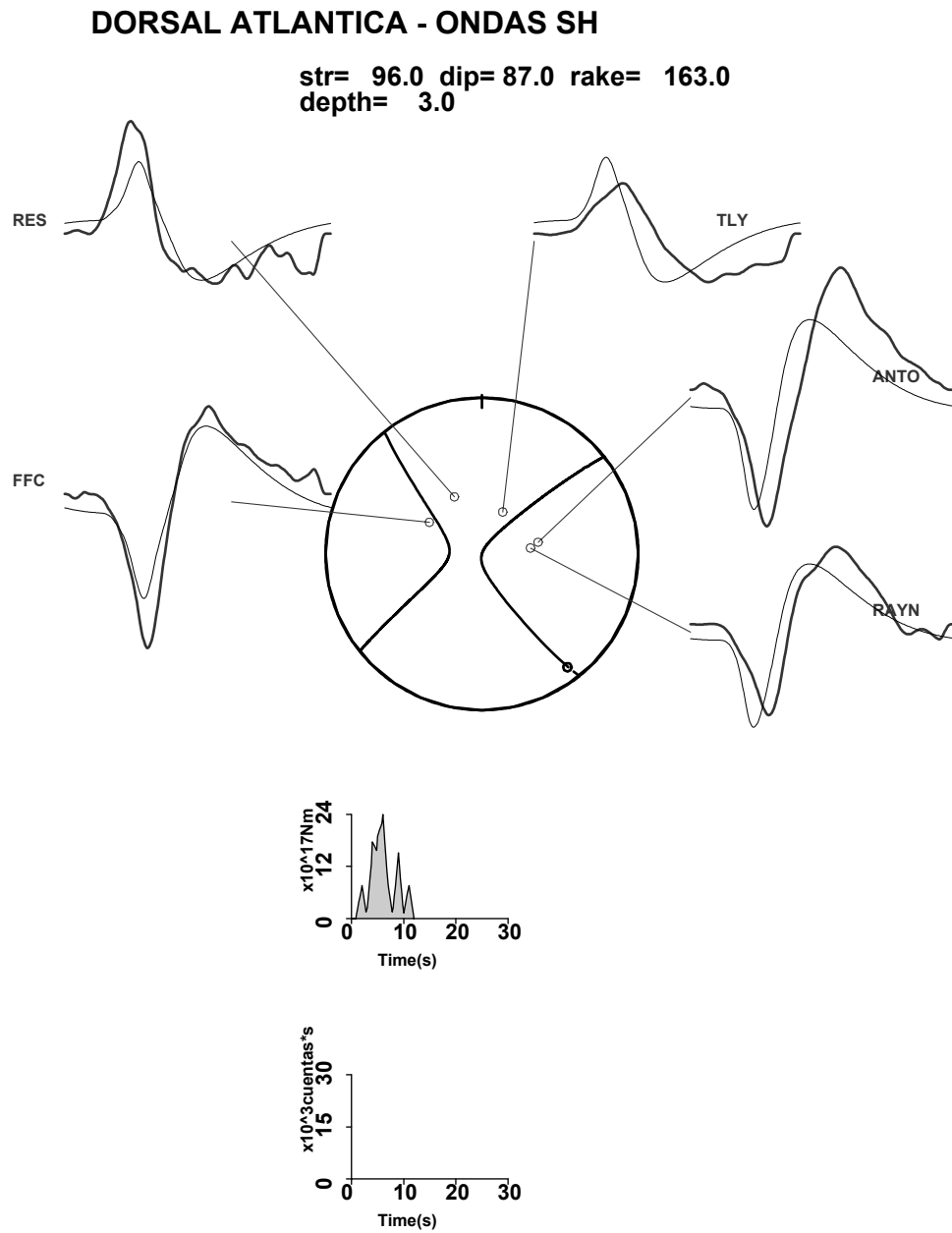


Fig. 5.19 Resultado de la modelización para las ondas SH con $L=20$ km y $v_r = 2.0$ km/s, para una orientación de $96^\circ/87^\circ/163^\circ$, mostrándose los sismogramas observados (trazo grueso) y los calculados (trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

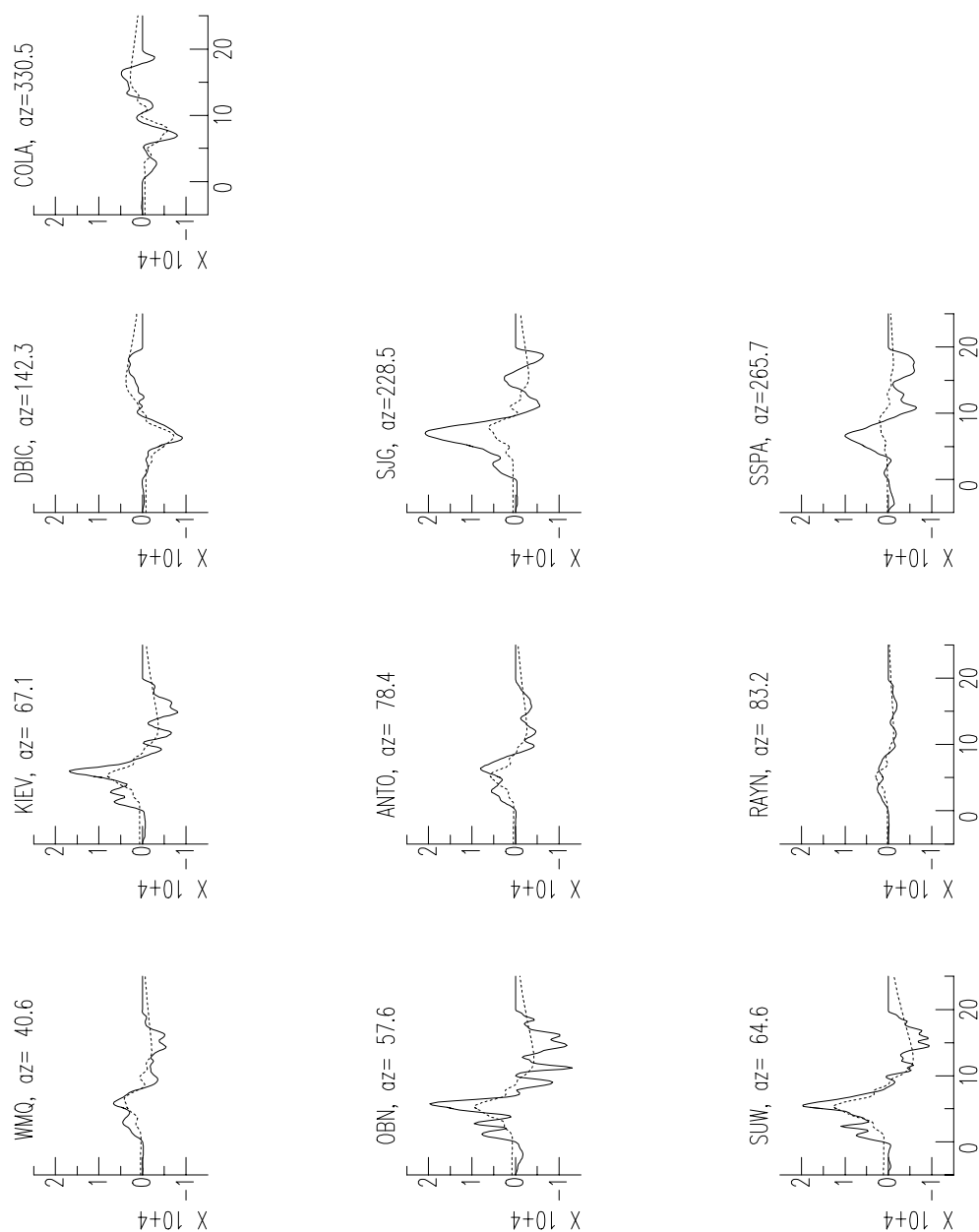


Fig. 5.20 Ondas P: sismogramas observados (trazo continuo) y calculados para un mecanismo focal de $96^\circ/87^\circ/163^\circ$, $L=20$ km y $v_r=2.0$ km/s (trazo discontinuo).

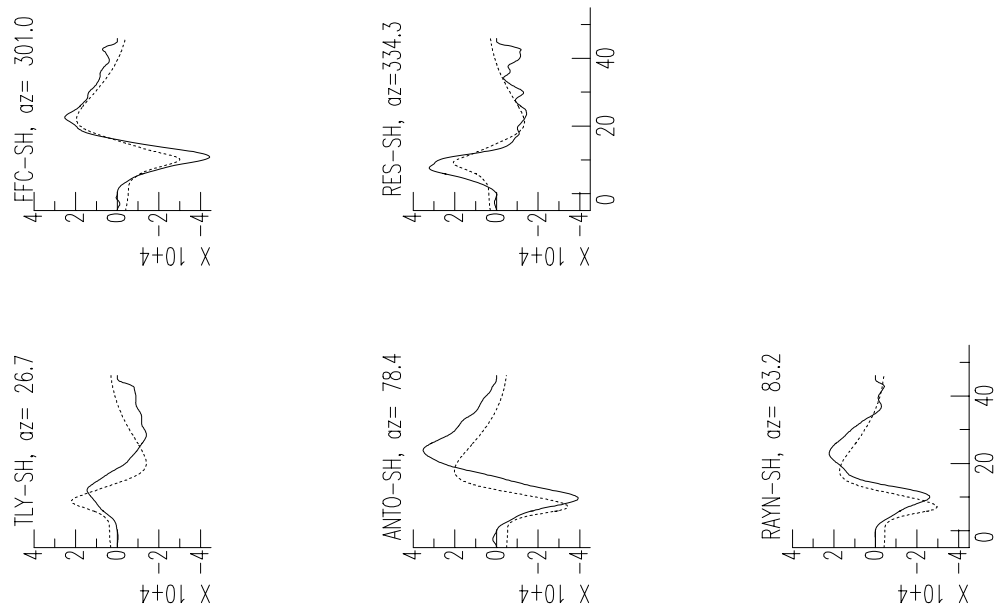


Fig. 5.21 Ondas SH: sismogramas observados (trazo continuo) y calculados para un mecanismo focal de $96^\circ/87^\circ/163^\circ$, $L = 20$ km y $v_r = 2.0$ km/s (trazo discontinuo).

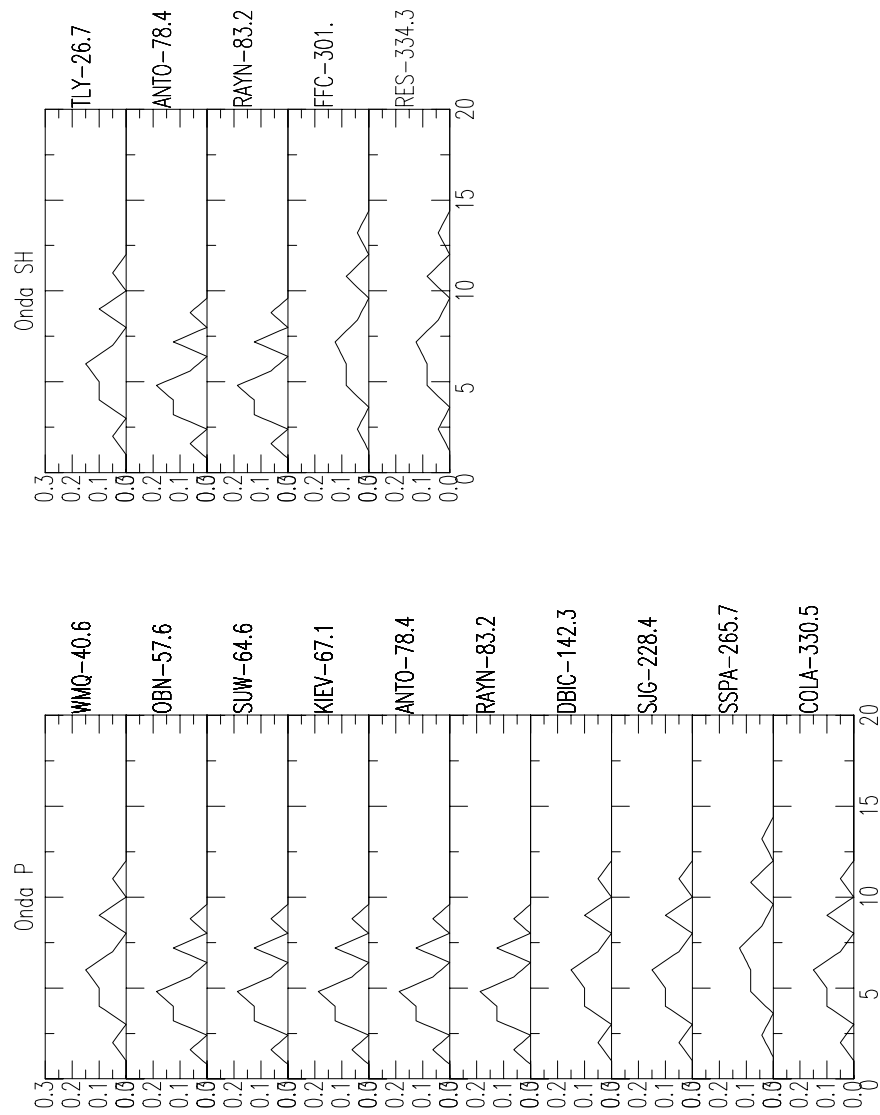


Fig. 5.22 *Función temporal aparente para cada estación, para las ondas P y SH.*

5.4 Conclusiones

Para poder comparar con mayor facilidad los resultados que hemos ido mostrando en los apartados anteriores, en la Tabla 5.9 se presentan los distintos valores para el momento sísmico escalar, la orientación del plano de falla y los parámetros de la ruptura, correspondientes a las mejores soluciones.

Tabla 5.9 Comparación de los resultados.

	Mecanismo focal	Profundidad	Parámetros de la ruptura	M_0 (Nm)
CMT-Harvard	$278^\circ/80^\circ/-159^\circ$	15 km	-	1.47×10^{19}
Foco puntual (Nabelek)	$96^\circ/87^\circ/163^\circ$	3 km	-	0.97×10^{19}
Función de directividad para ondas LR	-	-	$L = 20-55$ km $\bar{L} = 32$ km $v_r = 1.5$ km/s $\phi_{ruptura} = 96^\circ$	-
Foco con dimensiones (sol1)	$279^\circ/89^\circ/175^\circ$	3 km	$L = 20$ km $v_r = 2$ km/s $\phi_{ruptura} = 99^\circ$	0.96×10^{19}
Foco con dimensiones (sol2)	$96^\circ/87^\circ/163^\circ$	3 km	$L = 20$ km $v_r = 2$ km/s $\phi_{ruptura} = 96^\circ$	0.96×10^{19}

Atendiendo a la modelización de la forma de ondas internas P y SH, las soluciones que en la tabla anterior hemos llamado sol1 y sol2 son casi iguales, aunque quizás a sol1 le corresponda un ajuste entre las amplitudes observadas y calculadas un poco mejor para la mayoría de las estaciones, como se comentó anteriormente, por lo que se puede tomar como la mejor de las dos.

En la figura 5.23 presentamos para esta solución la distribución de la energía liberada a lo largo de la fractura, según la distancia al punto en que se originó la fractura.

Como podemos ver en dicha figura, la mayor liberación de energía se tuvo entre los 6 km y los 12 km. También vemos que la energía liberada entre los 18 km y los 20 km es mucho menor, apareciendo además aislada, por lo que podríamos pensar que en realidad la longitud de la fractura es menor, de unos 12 km, apareciendo esos últimos elementos de una manera forzada al tomar una longitud de 20 km.

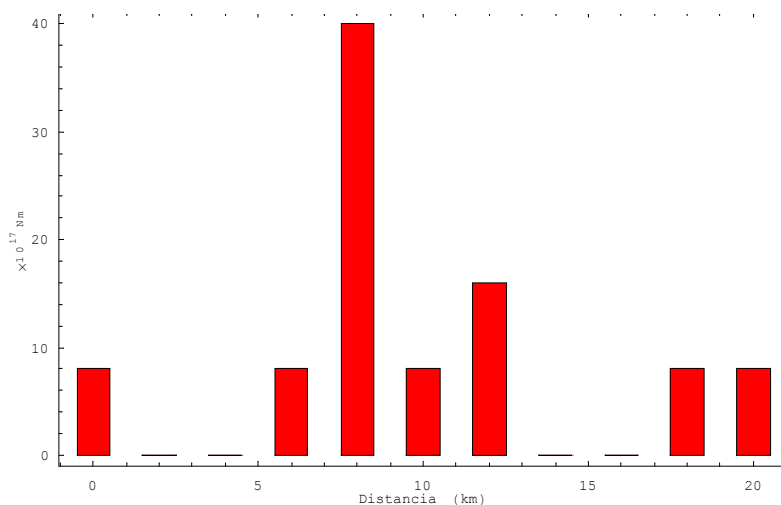


Fig. 5.23 Liberación de energía a lo largo de la fractura en función de la distancia al origen de la ruptura.

En cuanto a la velocidad de la ruptura, tanto el valor de 1.5 km/s calculado a partir de las ondas LR como el de 2 km/s, obtenido a partir de las ondas P y SH, son más pequeños de lo que se suele dar en terremotos de este tamaño. Sin embargo, en Udías (1971) se muestra un valor calculado de 1.5 km/s para la velocidad de ruptura correspondiente a dos terremotos ocurridos también en fallas transformantes de la Dorsal Atlántica.

La orientación del plano de falla calculada, que indica una falla prácticamente vertical ($\delta = 87^\circ - 89^\circ$) que se extiende en dirección E-W ($\phi = 96^\circ - 279^\circ$), es consistente con la tectónica de la zona al coincidir con la orientación de la fractura de Gibbs, siendo similar además a la solución ofrecida por CMT. En cuanto al acimut calculado para la ruptura ($96^\circ - 99^\circ$), indicaría una propagación de la misma hacia el E.

Este terremoto no ha sido estudiado por otros autores, por lo que no disponemos de resultados para poder realizar una comparación. En Kanamori y Stewart (1976), tenemos el estudio del proceso de ruptura de varios terremotos de magnitudes M_s comprendidas entre 6.25 y 6.9, ocurridos también en la fractura de Gibbs, obteniendo en todos los casos un mecanismo focal de falla de desgarre similar al mostrado en este estudio.

En cuanto a la profundidad, el valor de 15 km calculado por CMT no es posible para la zona, tratándose de un valor asignado arbitrariamente a terremotos superficiales. El valor calculado de 3 km es más apropiado para la región, al tratarse de una corteza más delgada

como es la oceánica. Este valor concuerda además con los calculados para otros terremotos de la zona por Kanamori y Stewart (1976).

Como conclusión, podemos afirmar que para este terremoto:

- 1.- Los resultados obtenidos para la profundidad, mecanismo focal y momento sísmico escalar son apropiados, coherentes con la tectónica de la zona.
- 2.- La modelización de formas de ondas bajo la aproximación de foco puntual no refleja bien un proceso de ruptura tan complejo.
- 3.- El estudio de la función de directividad para las ondas Rayleigh ofrece buenos resultados en la estimación de la longitud, velocidad y acimut de la ruptura.
- 4.- La inversión de formas de ondas bajo la aproximación de fuente con dimensiones mejora el ajuste en comparación con el modelo de foco puntual, aunque menos de lo que cabría esperar. Esto puede ser debido a la pequeña longitud de la fractura, junto a la baja velocidad de la ruptura, lo cual da lugar a que el considerar el efecto de directividad no origine muchas diferencias en la forma de ondas. Sin duda, también influye la mala distribución acimutal de las observaciones, problema común a los terremotos que tienen lugar en esta zona.

En el estudio teórico de las dimensiones mínimas de la fractura para considerar el efecto de directividad (Capítulo 4), obtuvimos que para una velocidad de ruptura tan baja la longitud mínima de la fractura era del orden de los 15 km, por lo que este terremoto podría encontrarse en el límite. Por ello, es necesario aplicar el modelo de fuente con dimensiones a un terremoto mayor.

Capítulo 6

Aplicación al terremoto de Izmit (Turquía) del 17 de Agosto de 1999

6.1 Introducción

El segundo terremoto estudiado es el de Izmit (Turquía), con $M_W = 7.6$, ocurrido el 17 de Agosto de 1999, causando más de 17.000 muertos y cerca de 50.000 heridos. Este sismo produjo la ruptura de una parte de la zona oeste de la Falla del Norte de Anatolia, la cual fue identificada como una *laguna sísmica* entre los años 1963 y 1967 (Toksöz et al., 1979). Unos 3 meses después, el 12 de Noviembre de 1999, se produjo otro terremoto destructor ($M_W = 7.1$) en las proximidades de Düzce, unos 120 km al este de Izmit.

La Falla del Norte de Anatolia constituye el límite septentrional de la subplaca de Anatolia, la cual tiene un desplazamiento relativo hacia el oeste respecto a la placa de Eurasia, con

una velocidad del orden de los 2 cm/año (Jackson y McKenzie, 1988 ; Argus et al., 1989 ; Armijo et al., 1999).

Los parámetros de localización y tamaño, bajo el modelo del doble par de fuerzas según distintas entidades, se muestran en la Tabla 6.1

Tabla 6.1. *Parámetros del terremoto .*

	Hora origen	Localización	Tamaño	Mecanismo focal
CMT Harvard	0h 1m 39.1s	$\phi = 41.01^\circ \text{ N}$ $\lambda = 29.97^\circ \text{ E}$ $h = 17 \text{ km}$	$m_b = 6.3$ $M_S = 7.8$ $M_W = 7.6$ $M_0 = 2.9 \times 10^{20} \text{ Nm}$	$91^\circ/87^\circ/164^\circ$
CSEM	0h 1m 43.0s	$\phi = 40.60^\circ \text{ N}$ $\lambda = 29.90^\circ \text{ E}$ $h = 15 \text{ km}$	$M_W = 7.6$ $M_0 = 2.4 \times 10^{20} \text{ Nm}$	$81^\circ/88^\circ/-177^\circ$
NEIC	-	-	$M_W = 7.4$ $M_0 = 1.4 \times 10^{20} \text{ Nm}$	$91^\circ/76^\circ/129^\circ$

En la figura 6.1 se muestra el área epicentral del terremoto de Izmit, señalándose con una estrella el epicentro y mediante círculos los epicentros de los terremotos ocurridos en la zona en el periodo 1970-2000. También se representa la parte occidental de la falla Norte de Anatolia.

Este terremoto presenta un mecanismo de falla de desgarre, consistente con la tectónica de la zona. La ruptura en superficie tuvo lugar en la dirección EW, a lo largo de unos 120 km, con una dislocación entre 1.5 m y 5 m (Toksöz et al., 1999).

Resulta por tanto apropiado para el estudio de la función de directividad para las ondas Rayleigh y también para realizar una modelización de ondas internas P y SH bajo la aproximación de foco con dimensiones. Se ha procedido de forma similar que para el terremoto de la Dorsal Atlántica. En primer lugar, bajo la aproximación de foco puntual y doble par de fuerzas, hemos calculado el mecanismo focal a partir de la polaridad de la onda P. A continuación, se ha estimado la profundidad y se ha mejorado la orientación del plano de falla, mediante la inversión de la forma de ondas P y SH bajo el modelo de foco puntual, pero no por el método de Nabelek, sino mediante la versión correspondiente a este modelo del programa INVDIR (método no lineal de inversión).

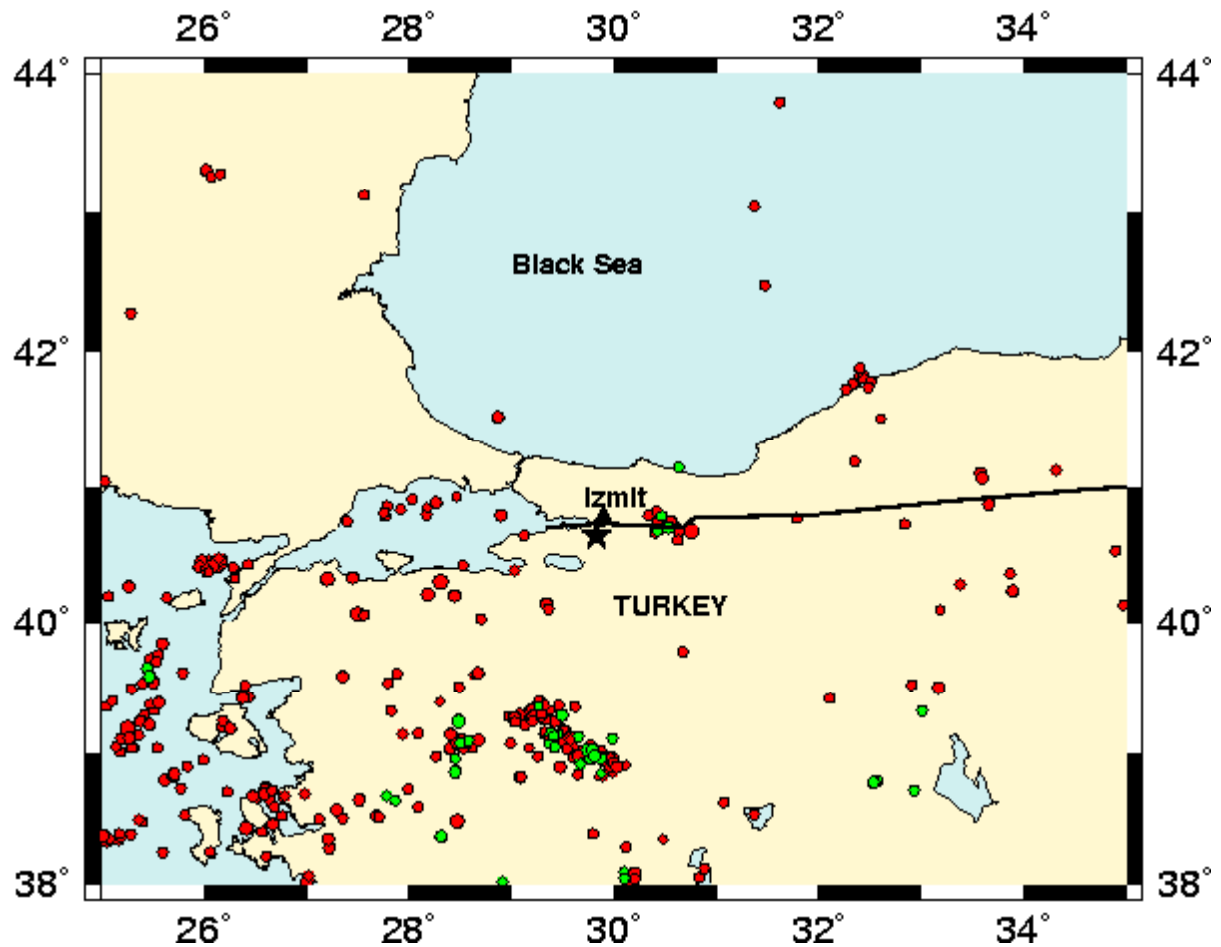


Fig. 6.1 Situación del epicentro (estrella) del terremoto del 17 de Agosto de 1999 de Izmit y de los principales terremotos ocurridos en la zona en el periodo 1970-2000 (rojo: superficiales; verde: intermedios). El triángulo representa la localización de la ciudad de Izmit.

Posteriormente, a partir de la función de directividad para las ondas LR, hemos calculado la longitud, velocidad y el acimut de la ruptura. Con estos resultados, se ha realizado una inversión de la forma de ondas P y SH, aplicando el programa INVEDIR, bajo el modelo de fractura unilateral.

Los registros necesarios han sido obtenidos, via internet, de estaciones de banda ancha de las redes GEOFON, GEOSCOPE e IRIS.

6.2 Aproximación de foco puntual

Utilizando la aproximación de foco puntual y el modelo del doble par de fuerzas, se ha calculado la orientación del plano de falla a partir del signo del primer impulso de la onda P, mediante el algoritmo desarrollado por Brillinger et al. (1980). Se han empleado 64 observaciones de polaridad, obteniéndose un mecanismo de falla de desgarre de orientación $258^\circ \pm 1^\circ / 87^\circ \pm 2^\circ / -176^\circ \pm 3^\circ$, mostrándose en la figura 6.2 la distribución de dichas observaciones junto a los planos nodales calculados. En dicha figura las compresiones se representan mediante círculos negros y las dilataciones con círculos blancos.

La solución está bien determinada, con errores para los planos inferiores a 5° y proporción de aciertos resultante muy buena, de 0.95, disponiéndose de gran número de observaciones en todos los cuadrantes. El resultado es consistente con la tectónica de la zona y con los mostrados en la Tabla 6.1.

str= 258.0 dip= 87.0 rake= -176.0

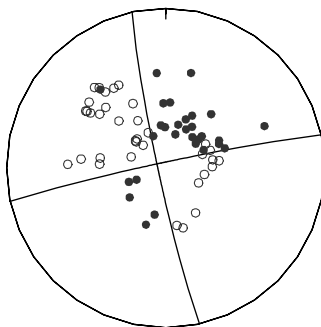


Fig. 6.2 Mecanismo focal calculado a partir de la polaridad de la onda P: los círculos negros corresponden a las compresiones y los blancos a las dilataciones. P indica la situación del eje de presión. En la parte superior se muestran los valores de acimut, buzamiento y deslizamiento correspondientes al mecanismo utilizado.

La solución de plano de falla calculada a partir de polaridades, se ha utilizado como solución preliminar para realizar la inversión de ondas P y SH a distancias telesísmicas mediante el método de inversión no lineal (programa INVEDIR), pero con la versión para la aproximación de foco puntual. Pretendemos así mejorar la solución para el plano de falla y también estimar la profundidad del foco sísmico. Este método es más apropiado para este terremoto que el método de Nábelek (1984), al tratarse de un terremoto de gran tamaño y de un proceso de ruptura más complejo.

La preparación de los datos para realizar la inversión con el programa IVEDIR, ha constado de fases similares que los descritos para el terremoto anterior:

- 1.- Deconvolución de la respuesta instrumental convolución con una respuesta común a todos, en concreto, la correspondiente a la estación KIEV, componente BHZ para las ondas P y componente BHN para las componentes horizontales de la onda S (NS y EW). Se trata de las mismas respuestas empleadas para el terremoto de la Dorsal Atlántica (figura 3.7).
- 2.- Integración de los sismogramas, que están todos en velocidad, para tener desplazamiento del suelo.
- 3.- Filtrado mediante un filtro de Butterworth de orden 3, siendo las frecuencias límites elegidas 0.01 Hz - 0.2 Hz. De todos los valores probados para las frecuencias de la banda pasante, con los elegidos se eliminan las bajas frecuencias introducidas en el proceso de integración, modificando mínimamente la señal. En este caso, al ser mayor el tamaño del terremoto, la frecuencia de esquina es menor, por lo que resulta apropiado.
- 4.- Variación del intervalo de muestreo para disminuir el número de puntos, tomando en concreto $\Delta t = 0.5$ s. Para este terremoto este intervalo es mayor que para el terremoto anteriormente estudiado, ya que la señal a invertir es más grande, al tener mayor duración la función temporal.
- 5.- Transformación de los datos, que están en formato SAC binario, al formato adecuado para nuestro programa, en ASCII.

Una vez realizada la inversión, la solución a la que corresponde un mínimo de la función de corte ($rms = 0.44$) corresponde a un mecanismo de falla de desgarre de orientación $270^\circ/89^\circ/-180^\circ$, siendo el momento sísmico escalar calculado $M_0 = 2.02 \times 10^{20} Nm$. Los valores usados para la velocidad de la onda P y para la densidad son 6 km/s y 2.6

g/cm^3 respectivamente. Para determinar la profundidad, se han ensayado distintos valores, comprendidos entre los 5 km y los 15 km al tratarse de un terremoto superficial, manteniendo fija la orientación del plano de falla, . El valor que proporciona un mínimo del rms es $h=8$ km, como se puede apreciar en la figura 6.3.

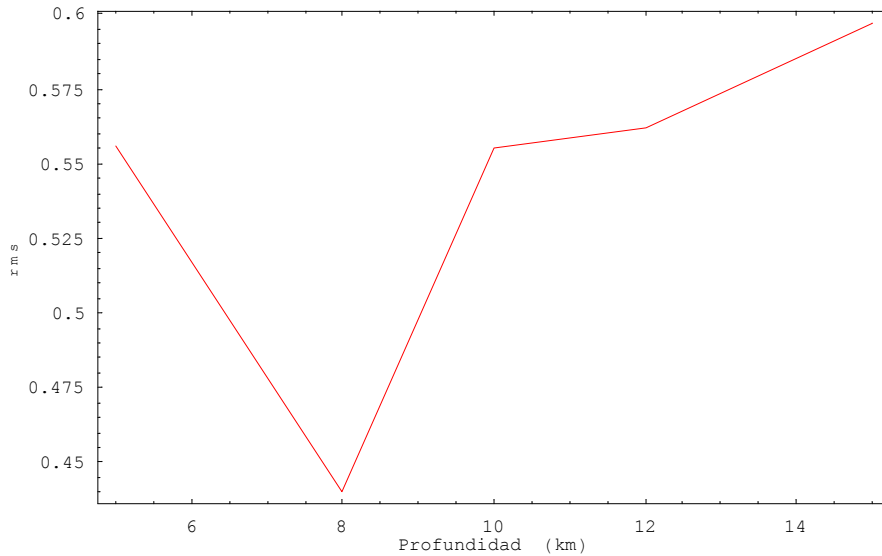


Fig. 6.3 Variación del rms (obtenido en la inversión con el programa INVEDIR) con la profundidad para una orientación de $270^\circ/89^\circ/-180^\circ$.

En cuanto a la función temporal, se ha considerado compuesta de 21 triángulos de mitad de duración 2 s, con una duración total de 44 s. Con la duración elegida para cada triángulo se puede modelar correctamente las variaciones de amplitud de la señal. Una duración menor implicaría utilizar un número excesivo de fuentes, lo cual aumentaría el tiempo de cálculo sin aportar ventajas. Una duración mayor no permitiría modelar con tanto detalle las observaciones.

En las figuras 6.4 y 6.5 se muestran las formas de ondas observadas (trazo grueso) y calculadas para las ondas P y SH respectivamente, junto a la esfera focal y los planos nodales correspondientes a la solución obtenida.

Como podemos ver, la distribución de observaciones es buena, tanto para las ondas P (con un total de 12) como para las SH (8 observaciones). Se ha evitado emplear observaciones nodales, ya que los resultados empeoran notablemente.

Si nos fijamos en la forma de ondas P, vemos que, para la mayoría de la estaciones, se tiene una primera llegada seguida de otra con mayor amplitud, la cual ha podido influir en

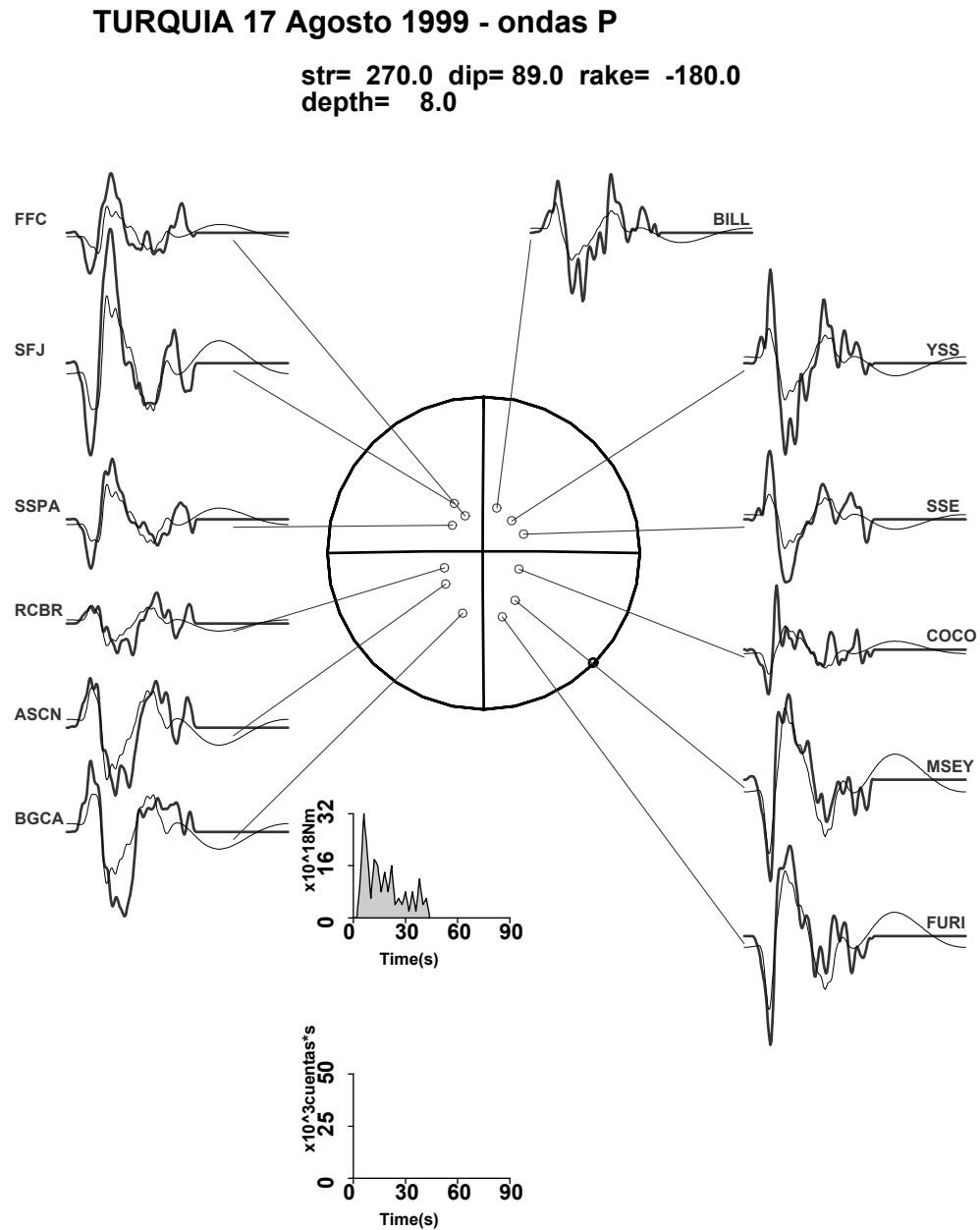


Fig. 6.4 Resultado para las ondas P de la inversión realizada considerando foco puntual mediante el programa *INVEDIR*. (Sismogramas calculados a trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

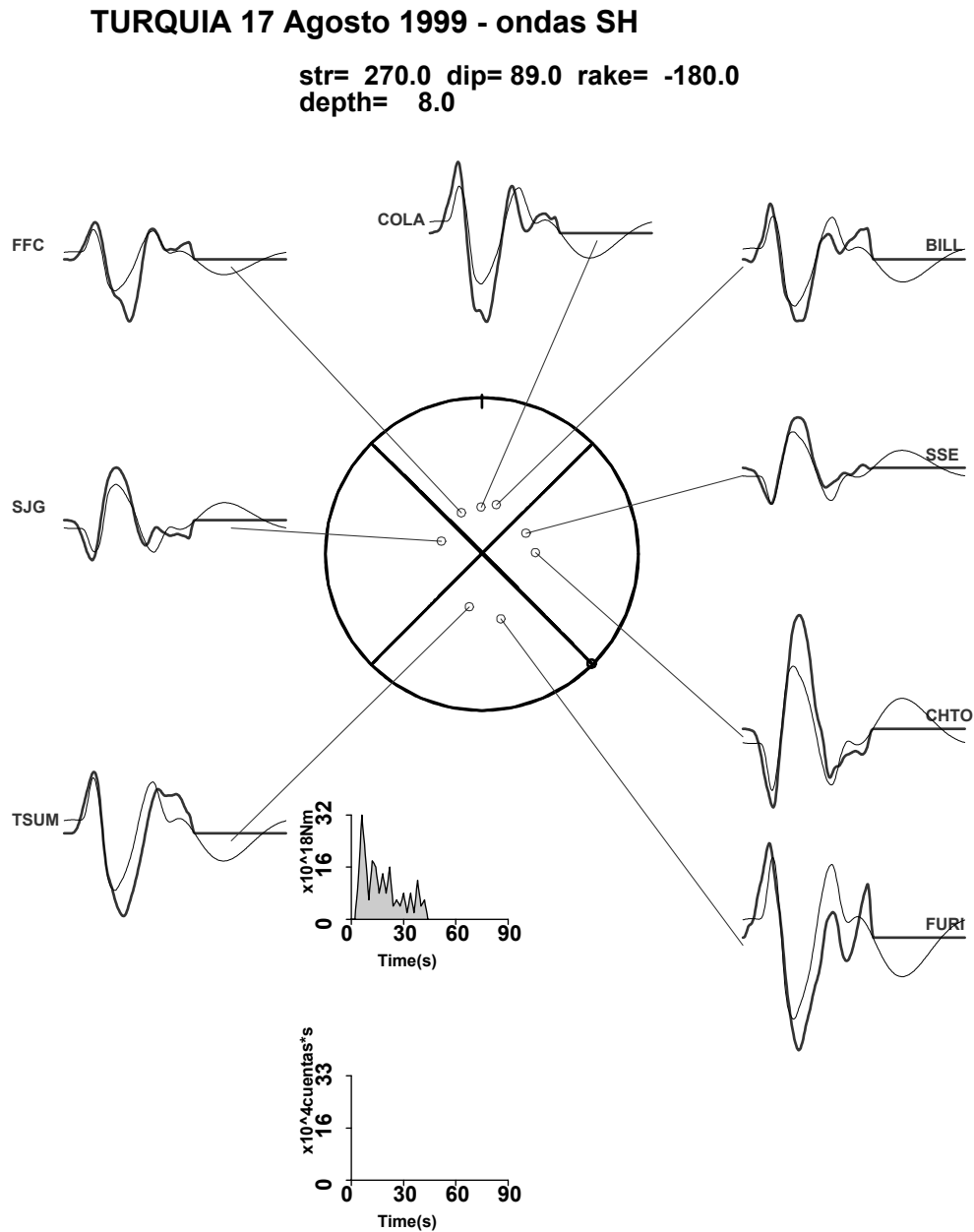


Fig. 6.5 Resultado para las ondas SH de la inversión realizada considerando foco puntual mediante el programa INVEDIR. (Sismogramas calculados a trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

la variación de la orientación del plano de falla, respecto a la solución obtenida a partir de la polaridades. Esta variación afecta sobre todo al acimut, que pasa del valor 258° en la solución obtenida a partir de polaridades, a un valor de 270° obtenido en la inversión.

Vemos que no ha sido posible ajustar las amplitudes para la mayoría de las estaciones, tanto en el caso de las ondas P como en el de las ondas SH. Se podría asegurar que es necesario considerar las dimensiones de la fuente, ya que se observa para las ondas P, que las estaciones del primer cuadrante de la esfera focal BILL, YSS y SSE (acimut 16.3° , 41.0° y 64.8°), presentan mayor amplitud y fases más próximas en el tiempo que las estaciones del tercer cuadrante ASCN y RCBR (acimut 230.7° y 249.3°). También se observa un efecto similar con las estaciones MSEY y FURI (segundo cuadrante, acimut 146.3° y 163.7°) frente a las estaciones SSPA y FFC (cuarto cuadrante, acimut 311.6° y 333.6°).

Para comprobar si las observaciones están afectadas del efecto de directividad, se ha llevado a cabo una prueba consistente en realizar un ajuste de la función temporal sólo con la forma de ondas P de la estación YSS ($\phi = 41.0^\circ$), situada en el primer cuadrante, modelando posteriormente con la función temporal obtenida la forma de ondas de todas las estaciones, tanto P como SH. Después hemos repetido el proceso con una estación del tercer cuadrante, la estación ASCN ($\phi = 230.7^\circ$). Se ha elegido esta pareja porque están separadas 189.7° en acimut, se encuentran a una distancia epicentral parecida y forman un ángulo acimutal similar con los planos nodales.

En las figuras 6.6 y 6.7 se muestra el resultado obtenido en la modelización de las ondas P y SH correspondientes a todas las estaciones, empleando la función temporal calculada en la inversión sólo de la onda P correspondiente a la estación YSS.

Si nos fijamos, en primer lugar, en la figura correspondiente a la onda P, vemos que hay una serie de estaciones que se modelan bien, al menos el primer impulso, tanto en la amplitud como en la anchura, como es el caso de BILL, SSE, COCO, MSEY y FURI, todas ellas en la mitad oriental de la esfera focal al igual que YSS, con acimutes comprendidos entre los 16.3° y los 163.7° .

En la mitad occidental también hay algunas formas de ondas que quedan bien, como SFJ y FFC (acimut 329.4° y 333.6°), pero el resto presentan desajustes bien en la amplitud o bien en la anchura. Por ejemplo, para BGCA, ASCN y RCBR (acimut 199.2° , 230.7° y 249.3°) la amplitud del sismograma sintético (a trazo fino) es mayor que la observada y los pulsos son más estrechos.

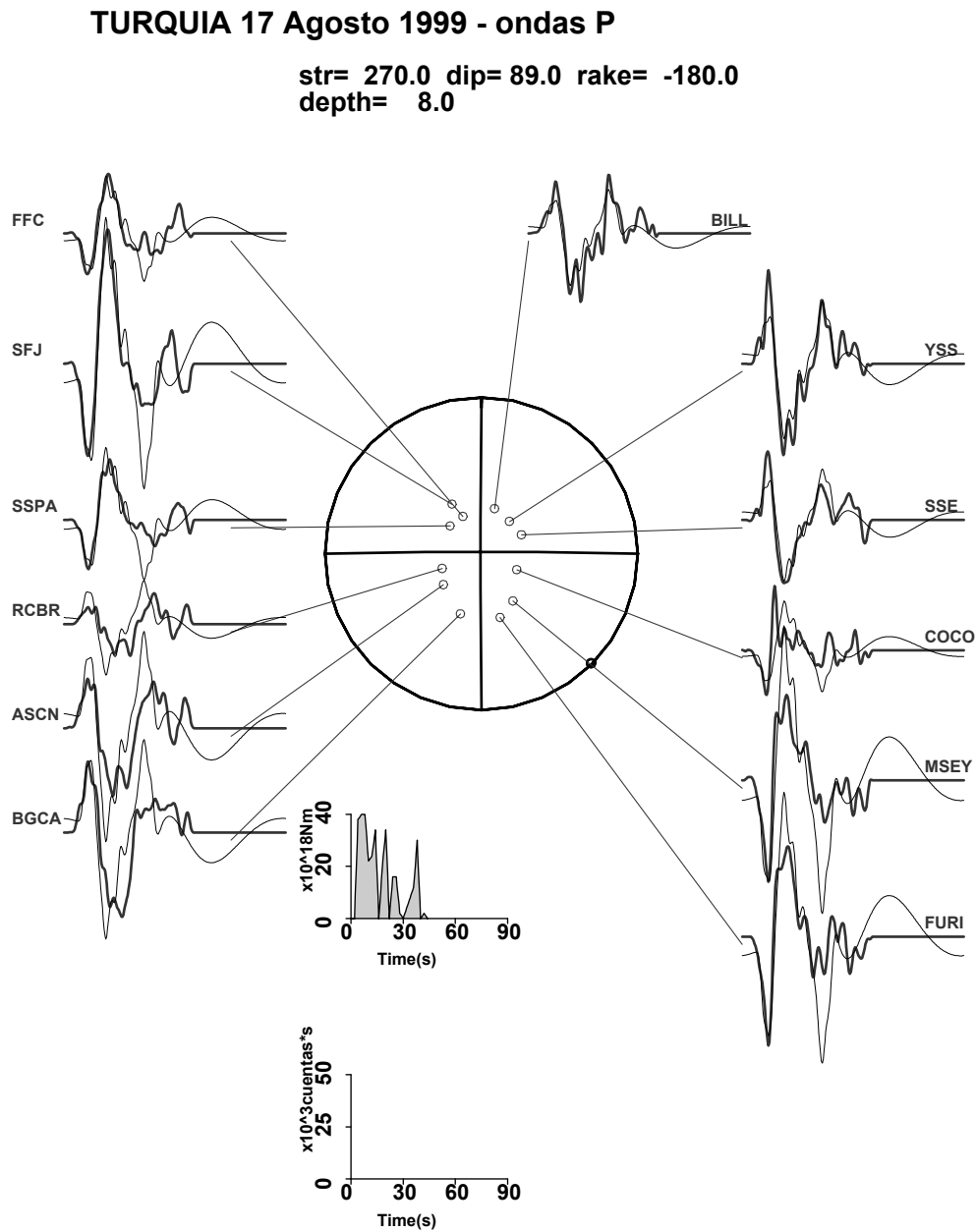


Fig. 6.6 Resultado de modelar la forma de ondas P con la función temporal obtenida para la onda P de la estación YSS. En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en $10^3 \text{ cuentas} \times \text{s}$. La función temporal se muestra en la parte central.

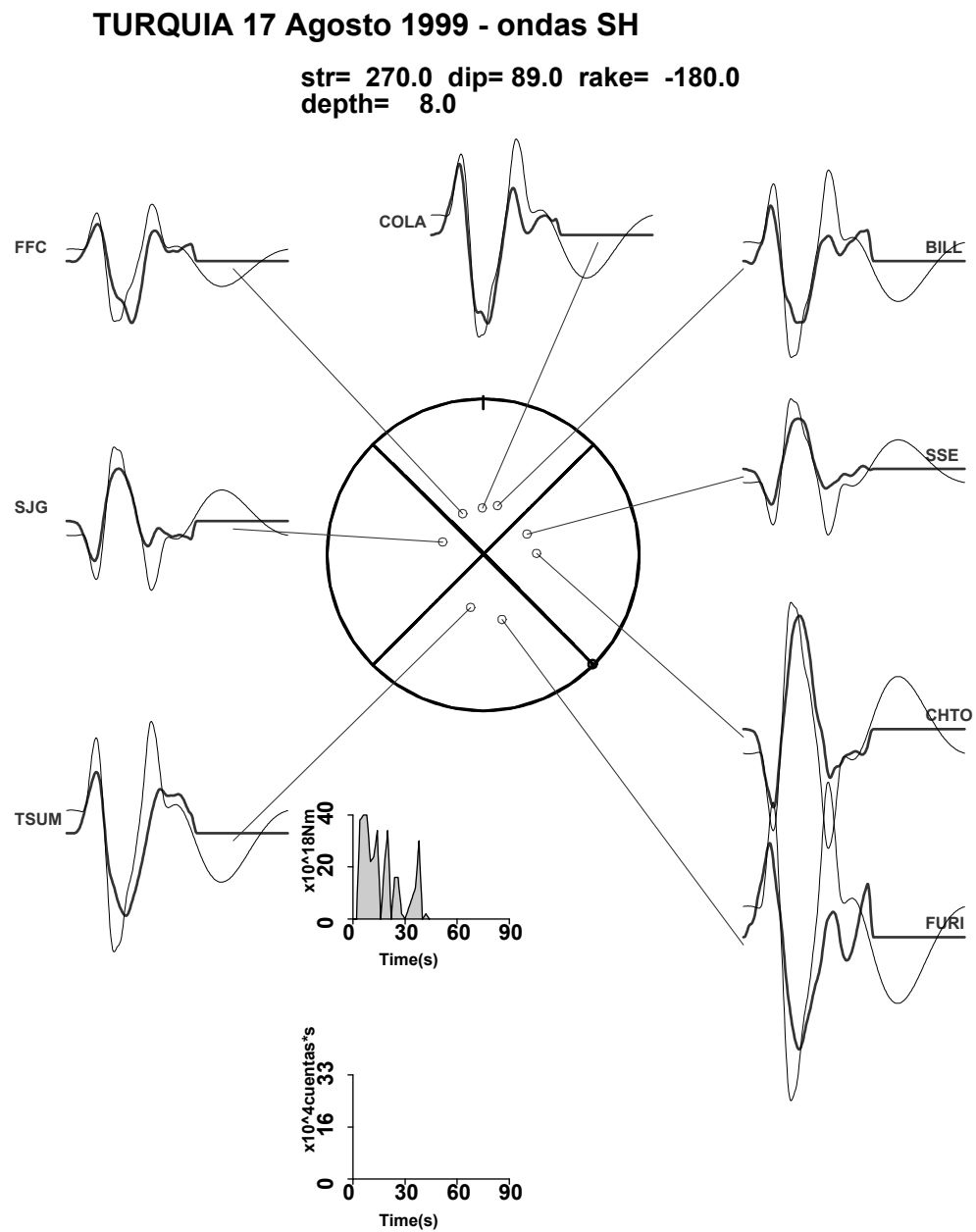


Fig. 6.7 Resultado de modelar la forma de ondas SH con la función temporal obtenida para la onda P de la estación YSS. En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

Más claro se ve si comparamos las observaciones correspondientes a SSE ($\phi = 64.8^\circ$) y RCBR ($\phi = 249.3^\circ$), separadas 184.5° en acimut: mientras que SSE resulta bien modelada, para RCBR las amplitudes calculadas son mayores que la observada, siendo la forma de ondas sintética más estrecha. Esto podría deberse al efecto de directividad, indicando que la ruptura se propaga en la dirección EW y hacia el oeste, lo cual implicaría que para las estaciones situadas en sentido contrario la forma de ondas debe tener menor amplitud y debe ser más ancha.

En cuanto a las ondas SH, las amplitudes para los sismogramas sintéticos son mayores que para los observados para todas las estaciones, no observándose de forma clara el efecto. Podemos ver que para las estaciones TSUM y FFC (acimut 193.3° y 333.6°) la forma de ondas calculada presenta un periodo menor. Pero notaremos las diferencias a continuación cuando comparemos con los resultados obtenidos haciendo la prueba con la estación ASCN.

En la figuras 6.8 y 6.9 se muestran dichos resultados para las ondas P y SH respectivamente. Para el caso de la onda P, vemos que ahora las amplitudes calculadas (trazo fino) son más pequeñas en general que las observadas, lo contrario que ocurría para la prueba anterior (realizada con YSS). Para las estaciones ASCN y RCBR (acimut 230.7° y 249.3°) el ajuste es bueno en cuanto a la amplitud y periodo de los pulsos, siendo bueno también para BGCA y SSPA (acimut 199.2° y 311.6°) en lo que respecta a la anchura. Pero el ajuste es pésimo para las estaciones orientales, siendo la amplitud calculada mucho menor y teniéndose mayor periodo. Esto se observa claramente en la pareja SSE (acimut 64.8°) y ASCN, o también en las estaciones YSS (acimut 41.0°) y ASCN, lógicamente.

Para las ondas SH, ahora las amplitudes son mucho menores que en la prueba anterior y también menores que las de los sismogramas observados. Vemos que según se emplee la función temporal calculada para YSS o la calculada para ASCN, el cambio producido en la amplitud de los sismogramas sintéticos para estas ondas es mucho mayor que para las ondas P, aunque al comparar unas estaciones con otras no observamos claramente el efecto de directividad.

Por todo ello, se puede concluir que este terremoto presenta evidentes efectos de directividad, siendo necesario realizar una inversión de la forma de ondas P y SH bajo el modelo de fuente con dimensiones.

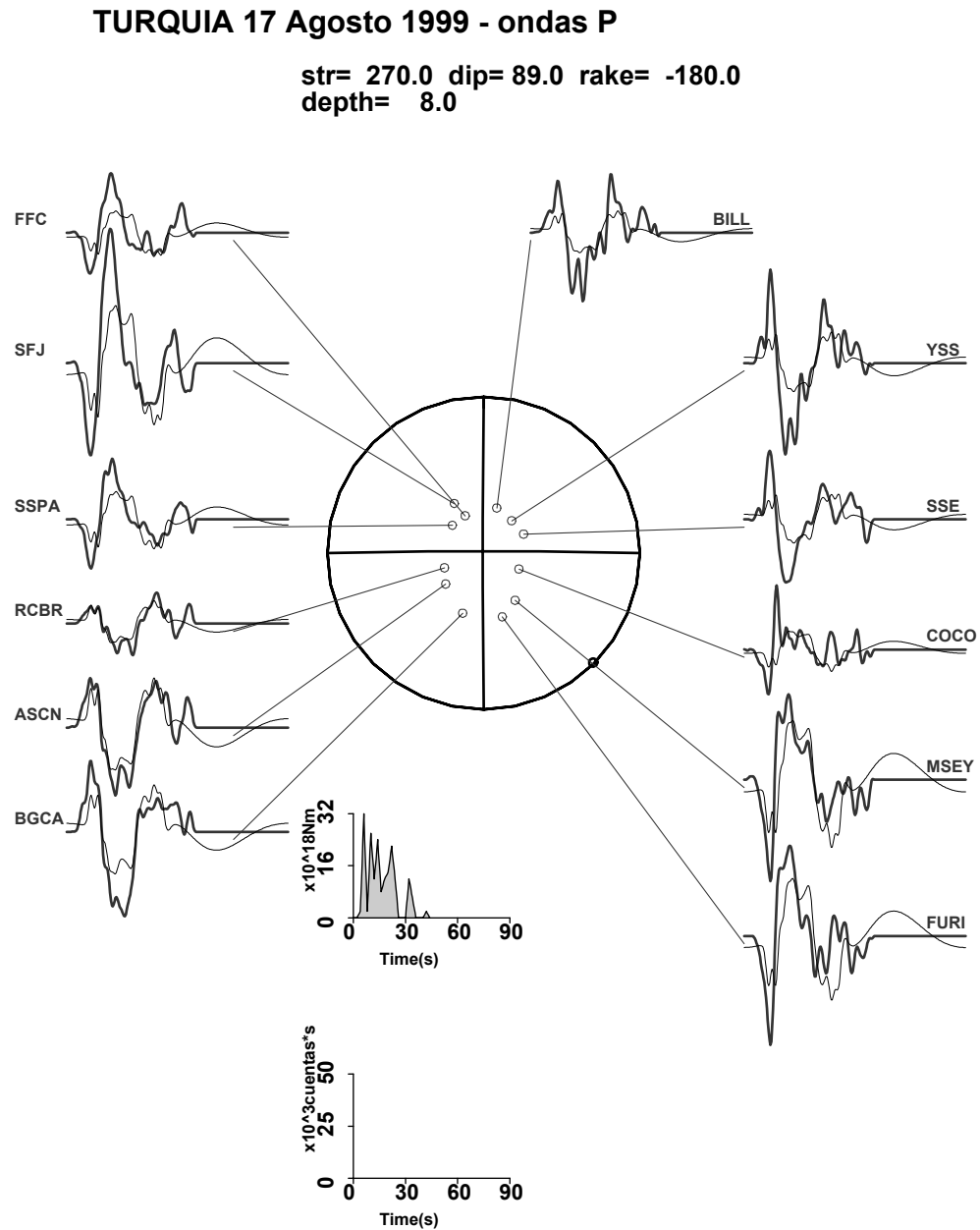


Fig. 6.8 Resultado de modelar la forma de ondas P con la función temporal obtenida para la onda P de la estación ASCN (sismogramas sintéticos a trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

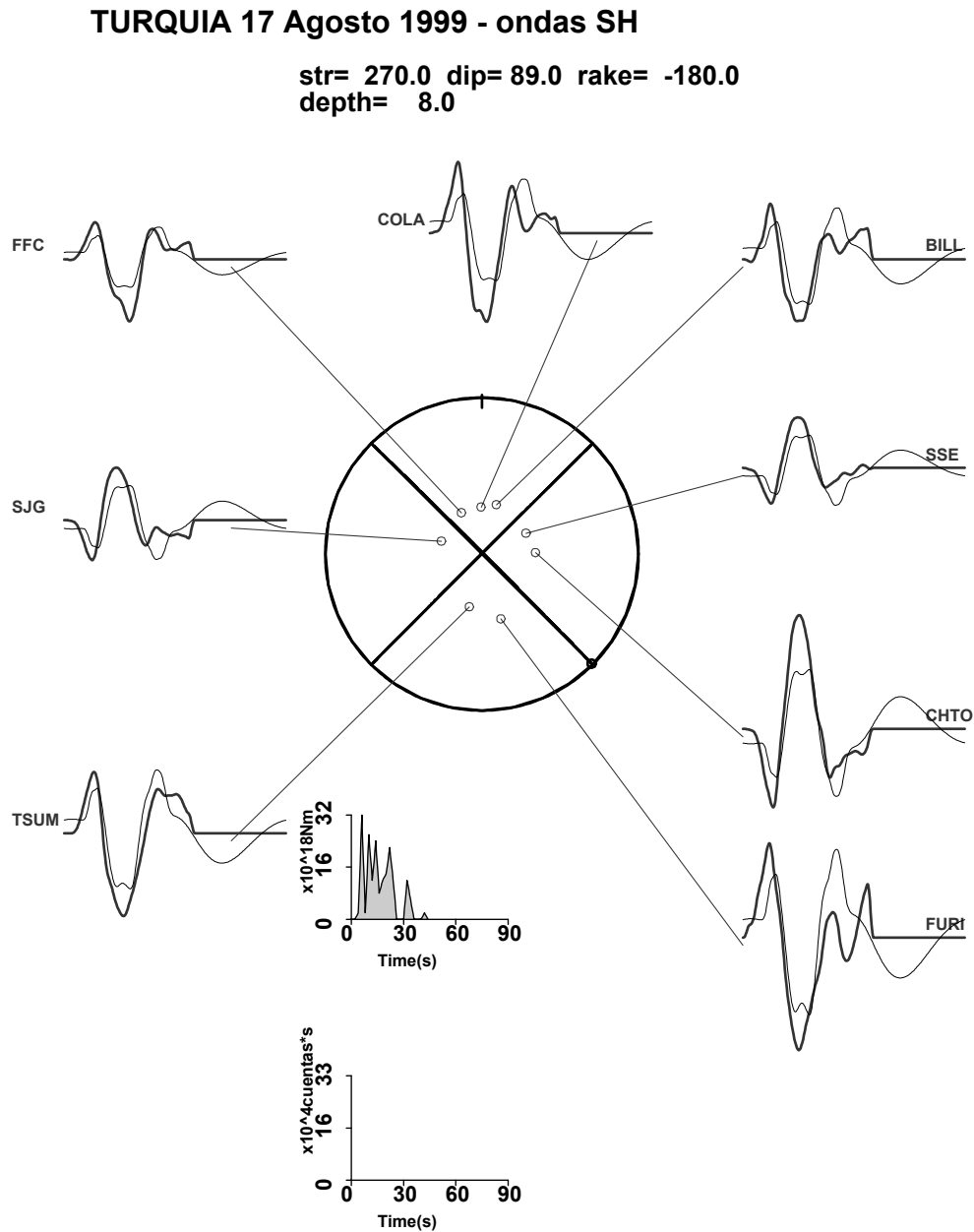


Fig. 6.9 Resultado de modelar la forma de ondas SH con la función temporal obtenida para la onda P de la estación ASCN (sismogramas sintéticos a trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

6.3 Modelo de fuente con dimensiones

La orientación del plano de falla y la profundidad, no vienen afectadas por el efecto de directividad y por tanto se pueden utilizar los resultados obtenidos en el apartado anterior. El siguiente paso es realizar una inversión de la forma de ondas P y SH bajo el modelo de fuente con dimensiones (programa INVEDIR). Para disminuir el número de incógnitas, se ha calculado previamente la longitud, velocidad y acimut de la ruptura a partir de la función de directividad para las ondas Rayleigh, lo cual es posible al tratarse de un mecanismo de falla de desgarre.

6.3.1 Función de directividad para las ondas Rayleigh

Para calcular la función de directividad se ha seleccionado registros verticales de la onda Rayleigh de estaciones de banda ancha LHZ, correspondientes a las redes IRIS, GEOFON y GEOSCOPE, siguiendo después el proceso descrito en el Capítulo 3. En la Tabla 6.2 se muestran las estaciones que se han usado, con los correspondientes valores del acimut y de la distancia epicentral.

Tabla 6.2 Estaciones empleadas en el estudio de la función de directividad.

Estación	Acimut	Distancia epicentral
KONO	333°	22°
ATD	154°	31°
BGCA	199°	36°
TIXI	22°	54°
SHEL	218°	65°
YAK	32°	59°
YSS	40°	74°
PAB	278°	26°
CHTO	88°	62°
BTDF	99°	76°

En el Apéndice D, se muestran el logaritmo de la función de directividad para cada pareja seleccionada, junto a los registros de la componente vertical del desplazamiento para las ondas LR (es decir, el registro deconvolucionado con la respuesta instrumental) y el espectro de amplitudes correspondiente. Se indica además en cada figura el valor del ángulo acimutal entre ellas (α). Como ejemplo, en la figura 6.10, se muestra el caso de la pareja de estaciones KONO-ATD, separadas 178° en acimut.

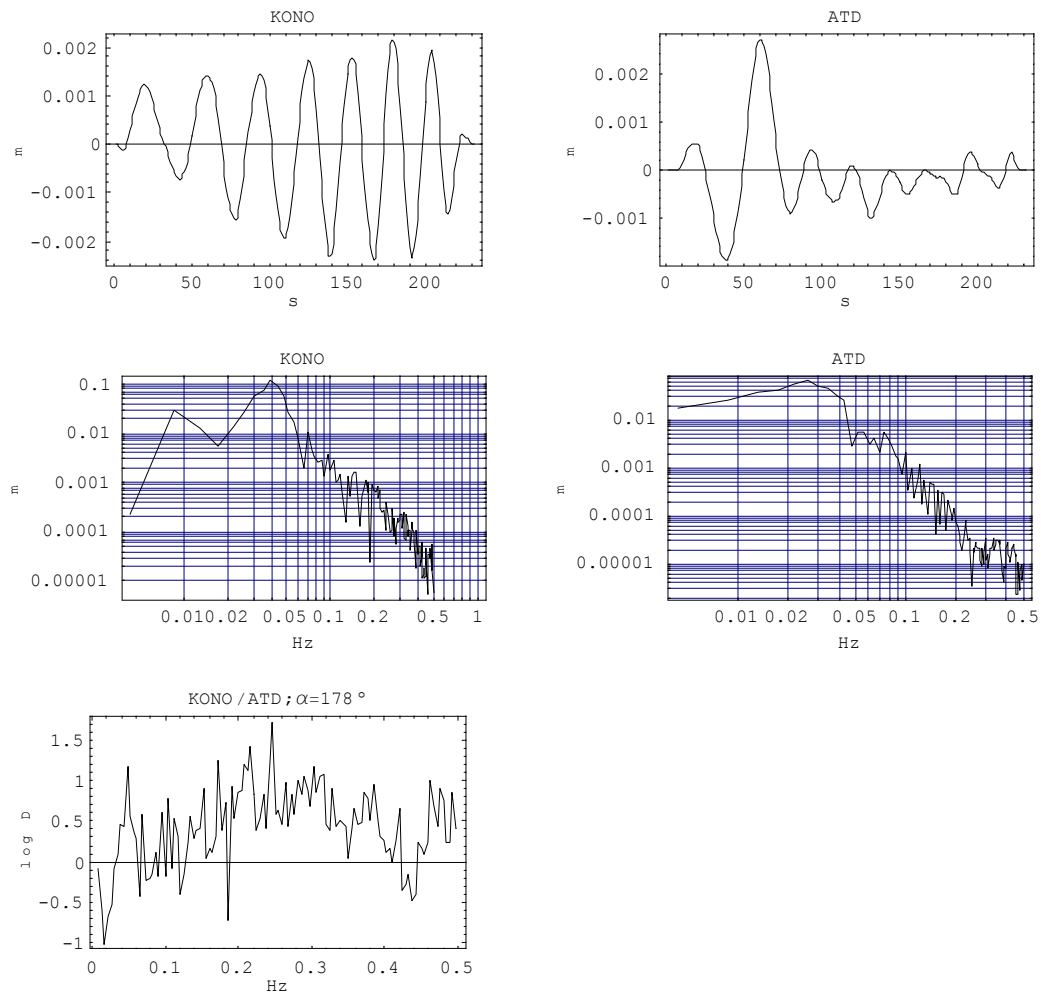


Fig. 6.10 Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones KONO y ATD.

Para obtener la dirección y sentido de la ruptura, se necesitan parejas de estaciones que estén separadas 180° en acimut, analizándose el patrón de ocurrencia del primer valor extremo. Aunque con cuatro estaciones, situadas una en cada cuadrante, es suficiente, como comprobación se han empleado ocho estaciones que dan lugar a cuatro parejas, mostrándose en la figura 6.11 la situación de cada una sobre el plano horizontal, indicándose el acimut correspondiente y uniendo mediante una línea a trazo discontinuo cada pareja usada. En dicha figura aparece también la posición de las otras estaciones, que se han usado sólo para calcular la función de directividad generalizada.

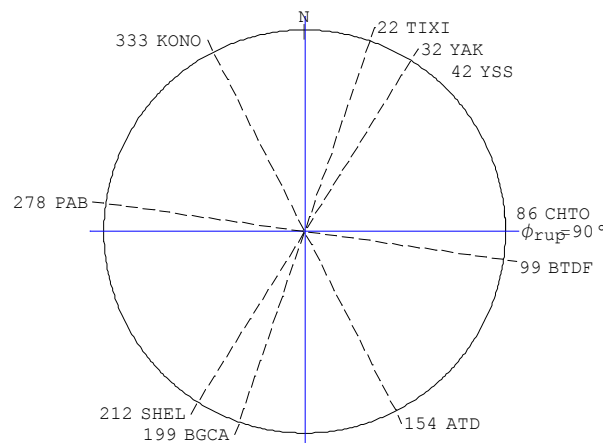


Fig. 6.11 Distribución acimutal de las observaciones de onda LR empleadas.

En la Tabla 6.3 se presenta dicho patrón de ocurrencia, es decir, el tipo de primer valor extremo de la función de directividad para cada pareja. Podemos deducir de esta tabla, según se explicó en el Capítulo 2, que el plano de falla es el de acimut 270° , propagándose la ruptura hacia el este con un acimut de 90° .

Tabla 6.3 Patrón de ocurrencia del primer valor extremo.

Estaciones	1 ^{er} valor extremo
KONO/ATD	mínimo
BGCA/TIXI	mínimo
SHEL/YAK	mínimo
PAB/BTDF	mínimo

Una vez calculado el acimut de la ruptura, podemos calcular la longitud L y la velocidad de propagación de la ruptura v_r , comparando para cada pareja de estaciones, la función de

directividad observada con funciones teóricas, seleccionando los valores de los parámetros que mejor ajuste visual proporcionan.

En el Apéndice D, se muestra para cada pareja el logaritmo de la función de directividad observada (trazo continuo) y el de la calculada que mejor se ajusta (trazo discontinuo), indicándose los valores de la longitud y de la velocidad de propagación ruptura correspondientes.

Como ejemplo, en la 6.12 se presenta el caso de la pareja de estaciones KONO/ATD, separadas 178° en acimut, para las que los valores de la longitud y velocidad de la ruptura que mejor ajuste visual de la función de directividad proporcionan son 115 km y 3.2 km/s respectivamente. Como vemos, es suficiente con representar la función de directividad para las frecuencias bajas, ya que en la práctica sólo es posible ajustar el primer valor extremo, o como mucho los dos primeros, como ya se ha mencionado anteriormente.

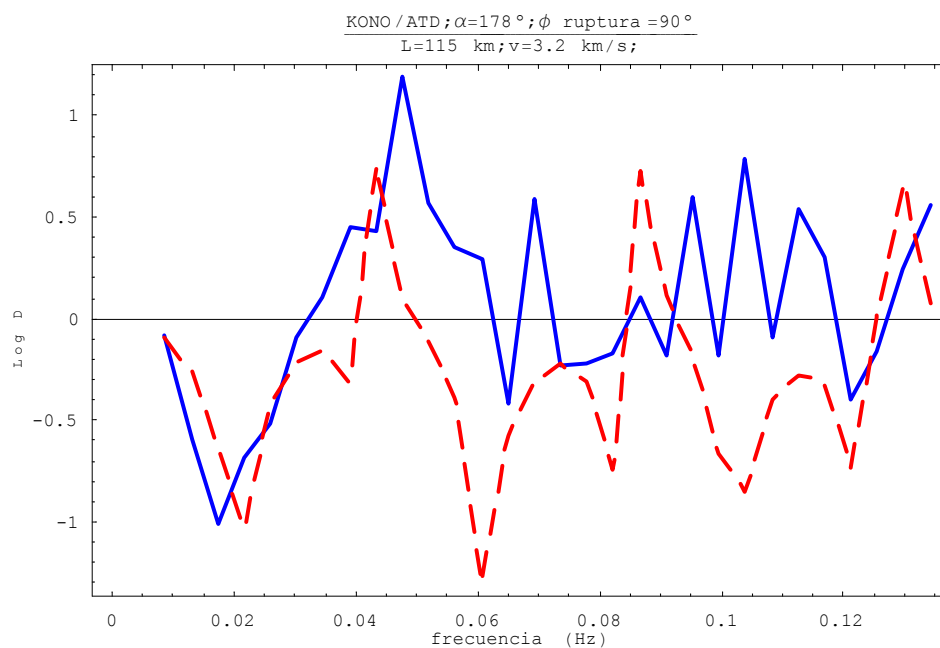


Fig. 6.12 Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones KONO y ATD.

Los resultados obtenidos con cada par de estaciones, se muestran en la Tabla 6.4, indicándose el valor del ángulo acimutal entre las estaciones (α) y el ángulo acimutal entre

la dirección de propagación de la ruptura y la primera estación (θ), medido en el sentido contrario al de las agujas del reloj.

Tabla 6.4 Valores de la longitud y de la velocidad de propagación de la ruptura.

Estaciones	α	θ	L (km)	v_r (km/s)
KONO/ATD	178°	117°	115	3.2
BGCA/TIXI	177°	251°	125	3.4
PAB/BTDF	179°	172°	105	3.0
PAB/YAK	245°	172°	110	3.0
PAB/CHTO	190°	172°	114	3.2
BGCA/YSS	158°	251°	115	2.9
CHTO/YAK	56°	2°	115	3.4

Según los resultados mostrados en dicha tabla, vemos que el margen de variación para la longitud y la velocidad de ruptura es pequeño, obteniéndose resultados muy homogéneos en todas las parejas utilizadas.

Así, la longitud varía entre un valor mínimo de 105 km para la pareja PAB/BTDF y un valor máximo de 125 km obtenido para la pareja BGCA/TIXI.

La velocidad de la ruptura toma valores comprendidos entre 2.9 km/s, obtenido para la pareja BGCA/YSS y 3.4 km/s, correspondiente a las parejas BGCA/TIXI y CHTO/YAK.

Los valores medios son 114 ± 6 km para la longitud y 3.2 ± 0.2 km/s para la velocidad, presentando ambos parámetros un error medio cuadrático pequeño (6 km y 0.2 km/s respectivamente).

6.3.2 Inversión de ondas internas P y SH

Determinados el acimut de la ruptura y los valores de la longitud y velocidad de la ruptura, podemos realizar una inversión de las ondas internas P y SH bajo el modelo de fuente con dimensiones. Así podremos determinar la función temporal de la fuente y mejorar los valores de la longitud y velocidad que hemos calculado.

Para realizar esta inversión (programa INVEDIR), se ha partido de los datos que ya habíamos preparado para la aproximación de foco puntual. En el proceso, se ha mantenido fijo el mecanismo focal y la profundidad, variándose el número de triángulos que componen

la función temporal según los valores de la longitud y de la velocidad. Cada triángulo tiene como mitad de anchura (τ_r) un valor de 2 s. La velocidad para la onda P en la corteza se ha tomado igual a 6 km/s, según el modelo IASP91. Se considera además, que tanto la orientación del plano de falla como la velocidad de propagación no varían a lo largo de la fractura.

Se han ensayado diversos valores de la longitud y de la velocidad de la ruptura, pero siempre dentro de intervalo de posibles valores obtenido a partir de la función de directividad de las ondas Rayleigh (105-125 km; 2.9-3.4 km/s) y agrupados por parejas de manera que proporcionen un número entero de fuentes puntuales.

Los mejores resultados, correspondientes a un mínimo de la función de corte ($rms = 0.52$), se obtienen para el mecanismo de falla de desgarre cuya orientación se ha calculado bajo la aproximación de foco puntual, es decir $270^\circ/89^\circ/-180^\circ$, tomando como acimut de la ruptura el valor obtenido de 90° . En cuanto a la profundidad, se ha tomado el valor de 8 km determinado bajo el modelo de foco puntual.

La mejor solución obtenida corresponde a una longitud de 120 km y una velocidad de 3 km/s, siendo entonces necesario considerar 21 fuentes puntuales espaciadas 6 km a lo largo de la dirección de la ruptura. Para este caso, el momento sísmico escalar es de 1.64×10^{20} Nm, valor que concuerda con los mostrados en la Tabla 6.1.

En las figuras 6.13 y 6.14, se muestran los resultados de la inversión para las ondas P y SH respectivamente, junto a la esfera focal con los planos nodales correspondientes y junto a la función temporal calculada. En ellas podemos observar que, para las ondas P, las amplitudes calculadas son menores que las observadas prácticamente para todas las estaciones, pero la anchura de los pulsos se ajusta muy bien, tanto para las estaciones que podemos llamar directivas (BILL, YSS, SSE, COCO, MSEY, FURI), con acimutes comprendidos entre los 16.3° y 163.7° , como para las antidirectivas (BGCA, ASCN, RCBR, SSPA, SFJ Y FFC), con acimutes entre 199.2° y 333.6° .

Si comparamos estos resultados con los obtenidos bajo la aproximación de foco puntual, vemos que la función de corte o rms es ahora un poco mayor (0.52 frente a 0.44), pero es tan pequeña la diferencia que no es representativa. Para las ondas P, la amplitud de las ondas sigue sin ajustarse, pero ha mejorado en general el ajuste en lo relacionado con el periodo de la señal. Esto se aprecia sobre todo en las estaciones antidirectivas, como ASCN, RCBR y SSPA, de acimutes 230.7° , 249.3° y 311.6° . Para las estaciones directivas el cambio es menor,

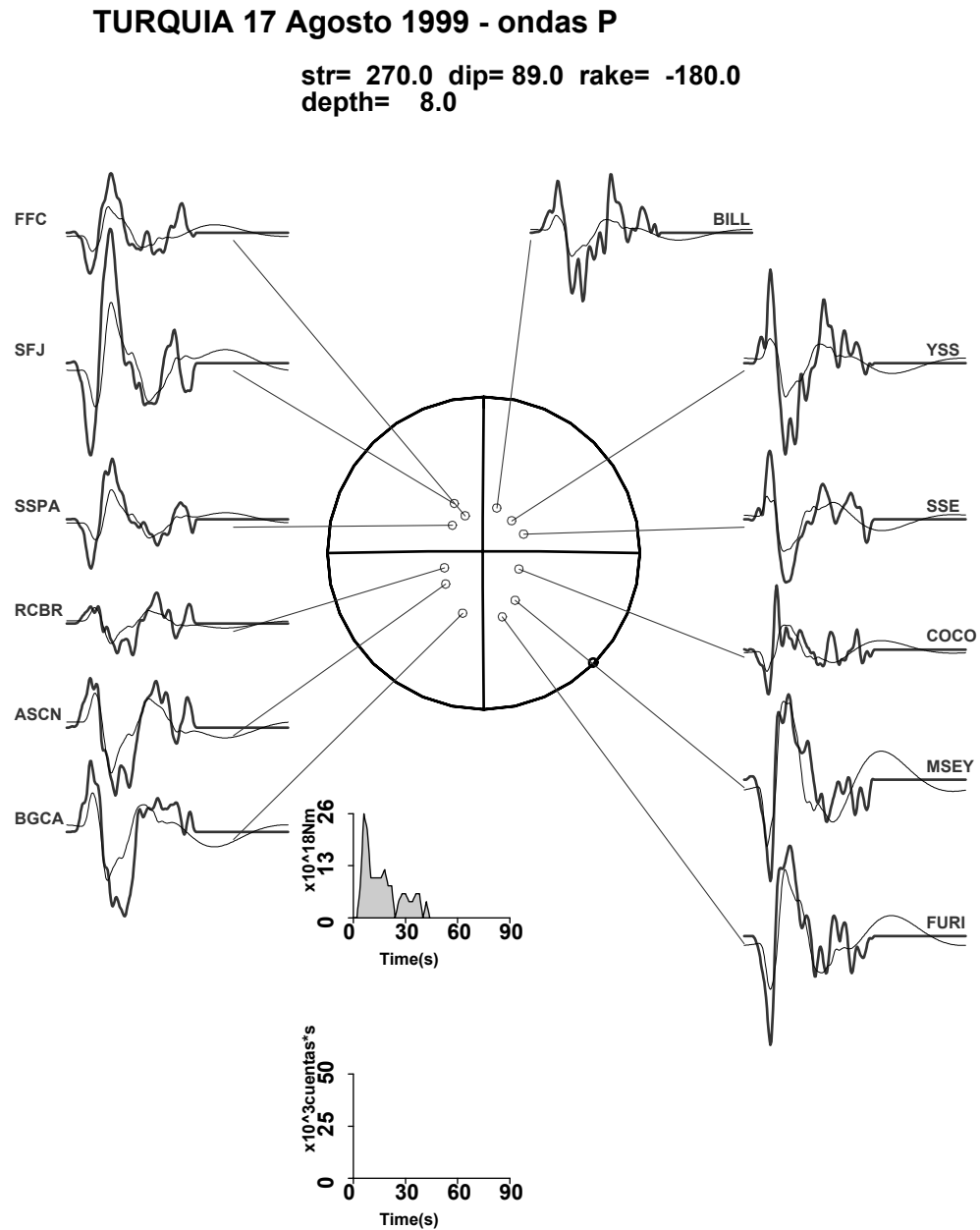


Fig. 6.13 Resultado de la inversión de las ondas P para $L=120$ km y $v_r = 3.0$ km/s, mostrándose los sismogramas observados (trazo grueso) y los calculados (trazo fino). En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en 10^3 cuentas \times s. La función temporal se muestra en la parte central.

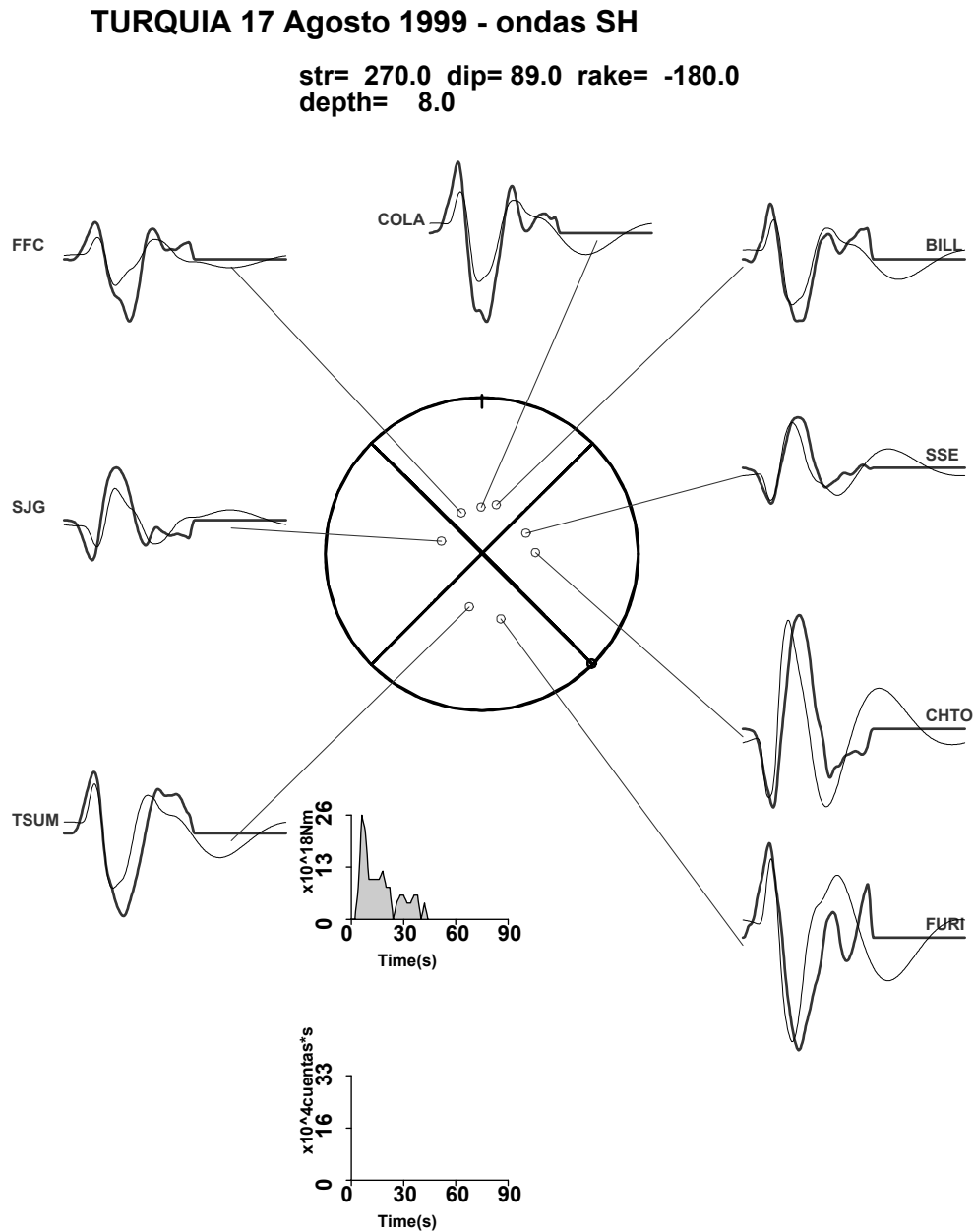


Fig. 6.14 Resultados de la inversión de las ondas SH para $L = 120 \text{ km}$ y $v_r = 3 \text{ km/s}$, mostrándose a trazo grueso los sismogramas observados y a trazo fino los calculados. En la parte inferior se muestra la escala para los sismogramas: el eje de abscisas en s y el de ordenadas en $10^3 \text{ cuentas} \times \text{s}$. La función temporal se muestra en la parte central.

teniéndose incluso el caso de MSEY ($\phi = 146.3^\circ$) cuya anchura ha disminuido en exceso respecto a la forma de onda observada.

Para el caso de las ondas SH, ha mejorado el ajuste de las amplitudes respecto a la aproximación de foco puntual en estaciones directivas como CHTO y FURI (acimut 88.5° y 163.7° respectivamente), notándose menos en las antirectivas.

Para comparar más fácilmente las formas de onda calculadas con las observadas, en las figuras 6.15 y 6.16 se muestran con más detalle para las ondas P y SH respectivamente, representándose a trazo discontinuo los sismogramas calculados.

En las figuras 6.17 y 6.18 se presenta también con detalle las funciones temporales aparentes para cada estación, para las ondas P y SH respectivamente. Vemos que para el caso de la onda P, la menor duración se tiene para las estaciones SSE, COCO y MSEY, siendo de poco más de 26 s. Los acimutes de estas estaciones varían entre los 65° y los 146° , es decir, próximas a la dirección de la ruptura de acimut 90° .

La mayor duración se tiene para las estaciones ASCN, RCBR, SSPA y SFJ, con acimutes entre 231° y 329° , ligeramente superior a los 50 s. Tenemos por tanto cambios en la duración entre unas estaciones y otras de un máximo de 24 s, teniéndose para las estaciones directivas prácticamente la mitad de duración que para las antirectivas.

Para las ondas SH, las diferencias en la duración de la función temporal aparente son aún mayores. La máxima duración se tiene para las estaciones SJG, FFC y COLA (acimutes de 287.6° , 333.6° y 359.0°), de poco más de 50 s y la mínima para CHTO (acimut 88.5°), con unos 20 s, es decir, casi 30 s de diferencia. De hecho, para la estación CHTO quizás sea excesivo el cambio, pues origina una forma de onda con un periodo mucho menor que la observada.

Si nos fijamos de nuevo en la función temporal de la fuente, vemos que el último elemento tiene una amplitud pequeña y aparece aislado, quizás de una forma un poco forzada al tomar 120 km. Esto se puede observar en la 6.19, donde se representa como se ha liberado la energía a lo largo de la fractura, en función de la distancia al punto en que se originó la ruptura.

Recordemos que nos vemos obligados a emplear parejas de valores de la longitud y de la velocidad de ruptura que proporcionen un número entero de fuentes puntuales. Es preferible además, tomar un valor de la longitud que pueda resultar mayor que tomar uno que se quede

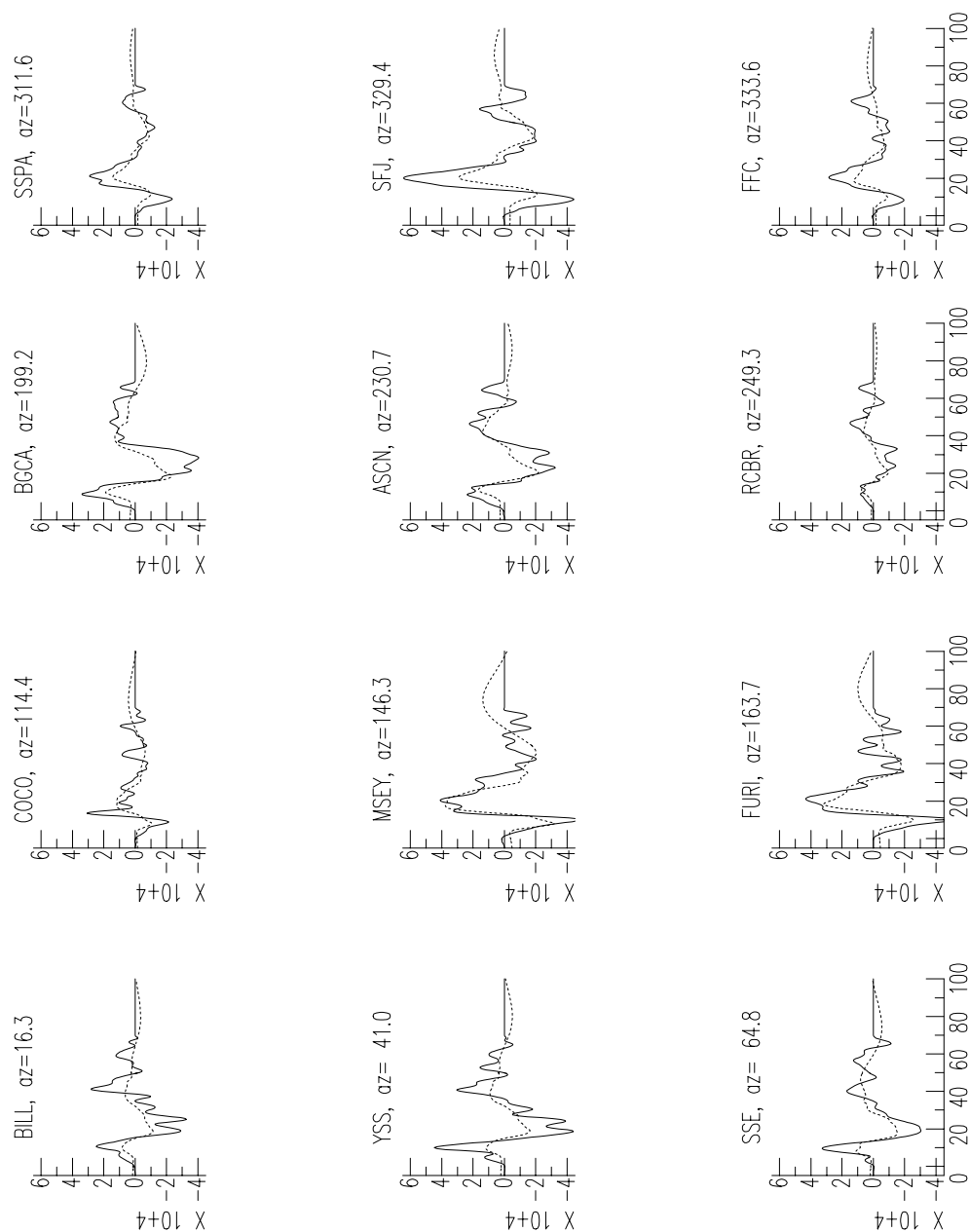


Fig. 6.15 Sismogramas observados (trazo continuo) y calculados para la onda P con una longitud de 120 km y una velocidad de 3 km/s.

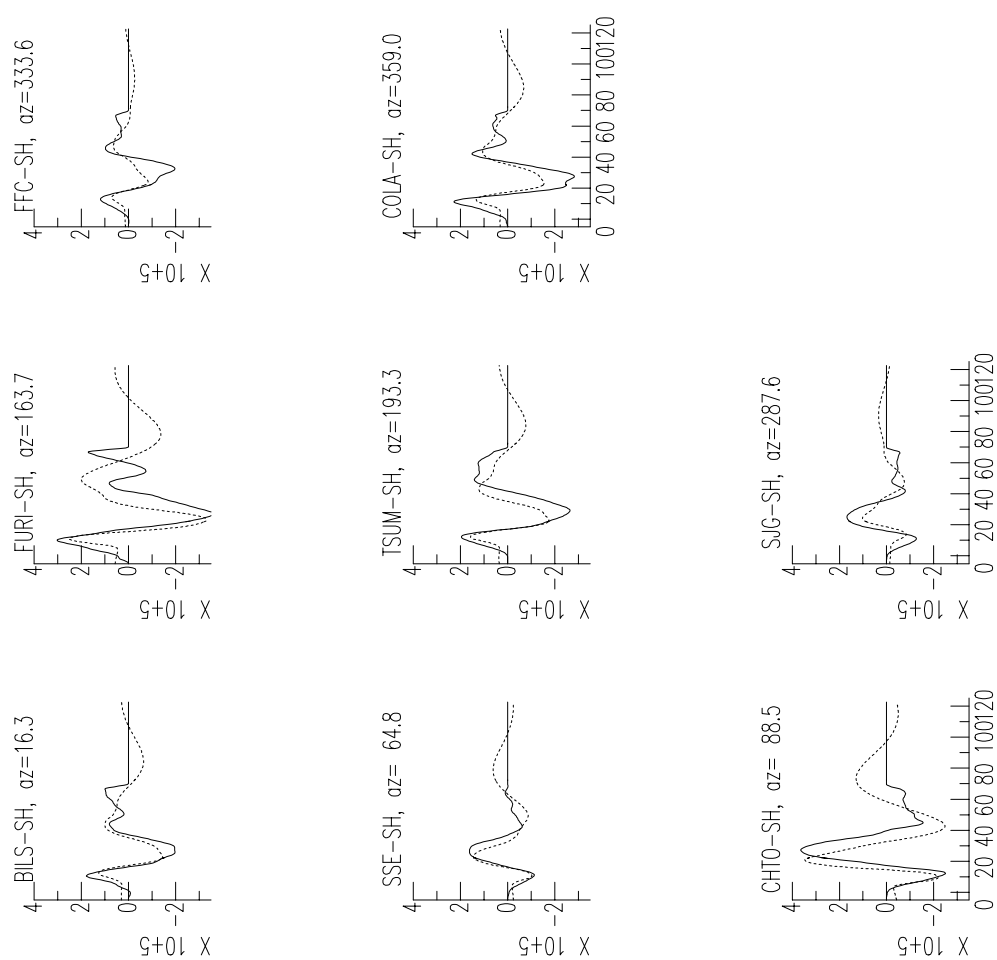


Fig. 6.16 Sismogramas observados (trazo continuo) y calculados (trazo discontinuo) con una longitud de 120 km y una velocidad de 3 km/s.

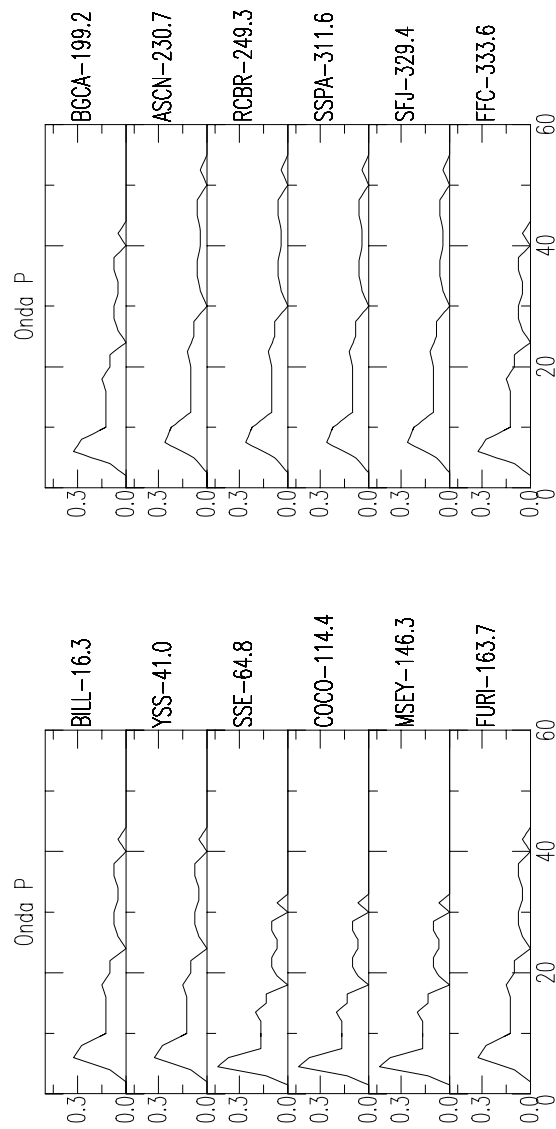


Fig. 6.17 *Función temporal aparente, para las ondas P, para cada estación.*

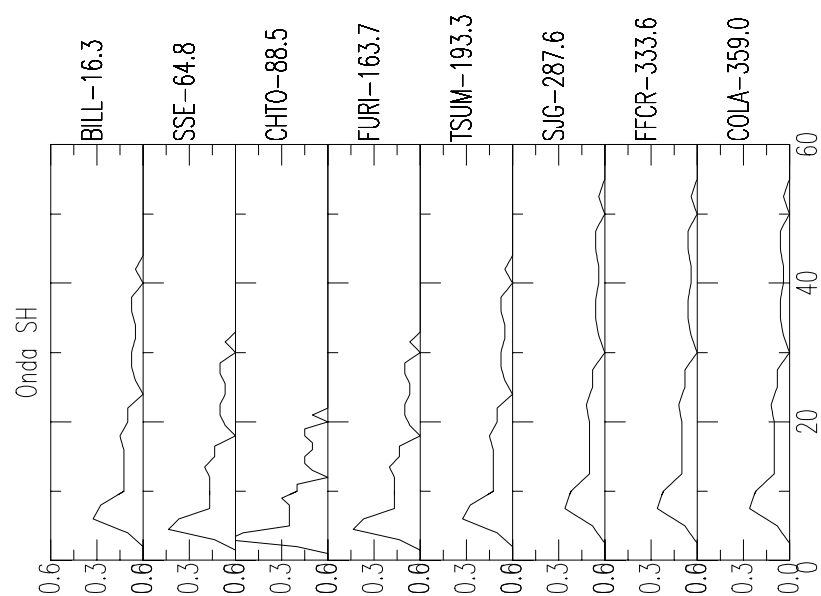


Fig. 6.18 *Función temporal aparente, para la onda SH, obtenida para cada estación.*

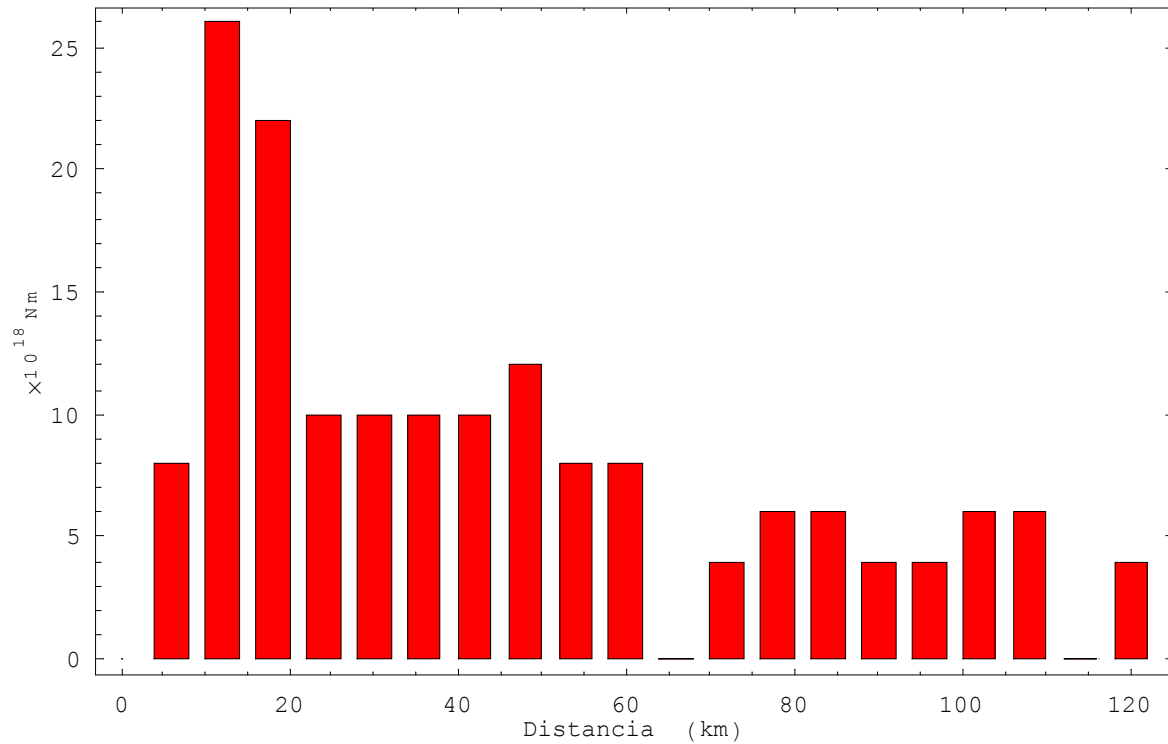


Fig. 6.19 Liberación de energía a lo largo de la fractura.

pequeño, ya que en el primer caso al anularse o hacerse muy pequeños los últimos elementos, como en este caso, podríamos deducir una longitud menor.

En la figura citada, vemos como la mayor parte de la energía se libera en los primeros 60 km y en cantidad menor, entre los 72-108 km, medidos desde el punto en que se origina la ruptura. Si eliminamos el último elemento la longitud resultante sería de 108 km.

6.4 Conclusiones

Para tener una visión de conjunto de los resultados obtenidos por los distintos métodos, en la Tabla 6.5 se presentan agrupados.

Tabla 6.5 *Resumen de resultados*

	Mecanismo focal	Parámetros de la ruptura	M_0 (Nm)
Polaridad onda P	$258^\circ/87^\circ/-176^\circ$	-	-
Inversión ondas P y SH Foco puntual	$270^\circ/89^\circ/-180^\circ$	-	2.10×10^{20}
Función de directividad ondas Rayleigh	$270^\circ/89^\circ/-180^\circ$	$L = 105-125$ km $v_r = 3.0-3.4$ km/s $\phi_{ruptura} = 90^\circ$	-
Inversión ondas P y SH Fuente con dimensiones	$270^\circ/89^\circ/-180^\circ$	$L = 108$ km $v_r = 3.0$ km/s $\phi_{ruptura} = 90^\circ$	1.64×10^{20}

El mecanismo focal obtenido está en consonancia con la tectónica de la zona, correspondiendo a una falla de desgarre con un plano casi vertical ($\delta = 87^\circ - 89^\circ$) de acimut $258^\circ-270^\circ$. Estos resultados coincide además con los calculados por otros autores para este terremoto, según mostrábamos en la Tabla 6.1, teniéndose un momento sísmico escalar también similar.

En cuanto a los parámetros de la ruptura, este terremoto ha sido estudiado por otros autores empleando diversos métodos. En la Tabla 6.6 se muestran los resultados obtenidos, dándose los valores de la longitud y la velocidad de la ruptura, así como el acimut de la misma, indicándose además si corresponde a una fractura unilateral o bilateral. Se incluye también el valor de la profundidad, del momento sísmico escalar y de la orientación del plano de falla.

Tabla 6.6 Resumen de resultados de distintos autores.

	Mecanismo focal	h (km)	Parámetros de la ruptura	M ₀ (Nm)
Yagi y Kikuchi (2001)	268°/86°/180°	16	bilateral (EW) L _{total} =70 km v _r = 2.5 – 3 km/s	1.70×10 ²⁰
Tibi et al. (2001)	270°/83°/181°	10	unilateral (85°E) L= 100 km v _r = 4.5 km/s	1.47×10 ²⁰
Bouchon et al. (2000)	-	17	bilateral (EW) L _{total} = 120 km 3 km/s W v _r = 4.7-3.1 km/s E	-

Como podemos ver, los parámetros calculados por nosotros no difieren mucho de los mostrados en la tabla anterior, sobre todo el mecanismo focal, la longitud de la fractura y la dirección de propagación de la misma. Vemos que hay un abanico de soluciones más amplio para la velocidad de la ruptura, ofreciendo algunos autores un valor extraordinariamente alto para ella, correspondientes a una fractura supersónica.

En concreto, el valor de 4.5 km/s obtenido por Tibi et al. (2001) presenta una gran incertidumbre, al tener un error estándar muy alto, de ± 1.5 km/s. Por otro lado, el valor mostrado por Bouchon et al. (2000) ha sido obtenido a partir de observaciones en campo próximo, correspondientes a la aceleración del suelo, empleando una única estación situada al este del epicentro.

Por otro lado, el valor de 8 km calculado para la profundidad en este trabajo, es consistente también con la tectónica de la zona. Este valor es similar a los 10 km obtenidos por Tibi et al. (2001) mediante el método de Nábelek. En cuanto a los otros valores mostrados en la tabla anterior, presentan una notable diferencia con estos 8 km. Pero el de 16 km que emplea Yagi y Kikuchi (2001), es el determinado por el Earthquake Research Department de Turquía y el de 17 km de Bouchon et al. (2000) es el calculado por CMT, tratándose por tanto de soluciones aproximadas que nos pueden indicar el orden de magnitud.

Como resultado definitivo, podríamos dar los obtenidos en la inversión de las ondas P y SH, es decir, una longitud de la fractura de 108 km, propagándose la ruptura hacia el este con un acimut de 90° y una velocidad de 3.0 km/s.

Es importante añadir que en el caso de este terremoto, se observó que la superficie de ruptura se extendía hacia el este del epicentro a lo largo de unos 100 km. Hacia el oeste no se pudo identificar dicha superficie debido al mar (Yagi y Kikuchi, 2001).

Se pone de manifiesto, como en el caso del terremoto anteriormente estudiado, que el estudio de la función de directividad para las ondas Rayleigh ofrece buenos resultados en la estimación de la longitud, velocidad y acimut de la ruptura. Además, nos permite disminuir el número de incógnitas en el proceso de inversión de las formas de ondas P y SH, así como partir de unos buenos valores iniciales de los parámetros, lo cual facilitará la convergencia hacia la mejor solución. También cabe resaltar que se pueden obtener buenos resultados empleando un modelo sencillo como es el de aproximar la fractura por una serie de fuentes puntuales.

Como continuación de este trabajo pensamos ensayar en un futuro un modelo de fractura bilateral, que quizás nos permita ajustar mejor las amplitudes, para lo cual será necesario añadir nuevas modificaciones al programa INVEDIR. De todas formas, es importante hacer notar, que en los resultados mostrados por los autores que consideran un modelo de fractura bilateral, predomina la propagación hacia el este y que en dichos resultados tampoco se produce un buen ajuste de amplitudes.

Capítulo 7

Conclusiones

A lo largo de este trabajo, se ha ido analizando como influye el efecto de directividad en la forma de ondas, es decir, los cambios en la forma de ondas al considerar las dimensiones de la fuente. También se ha mostrado como se puede calcular la longitud y velocidad de propagación de la ruptura, así como la dirección y sentido en que ésta se propaga.

Las conclusiones que nos permite obtener este trabajo pueden agruparse en:

A) Casos teóricos.

1.- Para resolver el problema inverso, es decir, a partir de las observaciones obtener los parámetros focales, mediante el análisis de forma de ondas internas en el caso de terremotos con procesos de ruptura complejos, se necesita un método numérico no lineal. Los métodos de inversión lineales no consiguen un buen ajuste de las formas de ondas observadas, al no tratarse de formas sencillas.

Si además el terremoto es de tamaño moderado o grande ($m_b \geq 6.5$), es necesario considerar el efecto de las dimensiones de la fuente, es decir, el efecto de directividad, con el fin de determinar mejor la función temporal correspondiente y en definitiva, describir de forma apropiada el proceso de ruptura.

2.- A partir de ejemplos teóricos, se ha determinado el valor mínimo de la longitud de la fractura, a partir del cual es necesario considerar el efecto de directividad en la modelización de forma de ondas internas. Este valor se encuentra en torno a los 15 -20 km, dependiendo no obstante de la velocidad de ruptura, disminuyendo al aumentar ésta.

Así, para una velocidad de ruptura muy pequeña, de 1.5 km/s , esta longitud estaría en torno a los 15 km, pero si aumentamos la velocidad de ruptura a 3 km/s , la longitud mínima sería un poco menor, en torno a los 12 km.

Por tanto, mientras más lento sea el proceso de ruptura, mayor es la longitud mínima necesaria para considerar el efecto de directividad.

3.- El programa generado para la inversión de la forma de ondas internas P y SH a distancias telesísmicas (INVEDIR), resulta adecuado para estudiar el proceso de ruptura de un terremoto bajo el modelo de fuente con dimensiones, en concreto para el modelo de falla rectangular.

Este programa nos permite determinar la longitud y velocidad de la ruptura y la función temporal, es decir, la distribución de la energía liberada a lo largo de la fractura y del tiempo, considerando un sencillo modelo de fractura: una fuente puntual que se propaga en una dirección a velocidad constante o variable, sin variar la orientación del plano de falla ni la profundidad.

4.- Para disminuir el número de incógnitas en esta inversión de ondas internas, el estudio de la función de directividad para las ondas Rayleigh constituye una importante herramienta, que hace posible calcular la dirección y sentido de la ruptura, así como unos valores iniciales de la longitud de la fractura y de la velocidad de propagación de la misma.

Presenta, eso sí, la restricción de que sólo se puede aplicar a terremotos con mecanismo

de falla de desgarre.

B) Aplicación a casos observados. La aplicación de la metodología desarrollada a los casos reales mostrados, nos permite concluir:

1.-Terremoto del 16 de Febrero de 1998 en la Dorsal Atlántica ($M_W = 6.8$).

1.1.- Se ha obtenido un mecanismo focal de falla de desgarre de orientación $279^\circ/89^\circ/175^\circ$ consistente con la tectónica de la zona, igual que el valor de la profundidad, que es de 3 km. El momento sísmico escalar calculado es de $9.60 \times 10^{18} Nm$.

1.2.- A partir de la función de directividad para las ondas LR, se ha obtenido un acimut de la ruptura entre 96° - 99° E, una longitud de la fractura entre 20-25 km y una velocidad de ruptura de 1.5-1.6 km/s. Esta velocidad indica un proceso de ruptura lento.

1.3.- Bajo el modelo de fractura unilateral y tomando como sentido de la ruptura 99° E, el valor obtenido para la longitud de la fractura a partir de la modelización de ondas P y SH es de 12 km, con una velocidad de ruptura de 2.0 km/s, lo cual indicaría de nuevo un proceso de ruptura lento.

1.4.- Al tratarse de un proceso de ruptura tan lento, la influencia del efecto de directividad en la forma de ondas es muy pequeña. Así, la modelización de formas de ondas P y SH bajo la aproximación de fuente con dimensiones, mejora el ajuste en comparación con el modelo de foco puntual en menor medida de lo que cabría esperar dado el tamaño del terremoto.

1.5.- Este terremoto no ha sido estudiado por otros autores, por lo que no disponemos de resultados para poder realizar una comparación. El mecanismo de falla de desgarre está de acuerdo con la tectónica de la zona, coincidiendo con el que presentan otros terremotos ocurridos con anterioridad también en la fractura de Gibbs. También la dirección y sentido de la ruptura son apropiados para la región.

2.- Terremoto de Izmit (Turquía) del 17 de Agosto de 1999 ($M_W = 7.6$).

2.1.- El mecanismo focal calculado corresponde a una falla de desgarre de orientación $270^\circ/89^\circ/-180^\circ$, siendo el momento sísmico escalar de $1.64 \times 10^{20} Nm$.

2.2.- A partir del estudio de la función de directividad para las ondas LR, se ha calculado un acimut para la ruptura 90° E, una longitud de la fractura entre 105-125 km y una velocidad de ruptura comprendida entre 2.9-3.4 km/s.

2.3.- Considerando el modelo de fractura unilateral, la longitud obtenida para la misma, a partir de la modelización de ondas P y SH es de 108 km, siendo la velocidad de propagación de la ruptura de 3.0 km/s. Se ha considerado que ésta se propaga hacia el Este con un acimut de 90° , según se ha deducido de las ondas Rayleigh.

2.4.- Los resultados concuerdan con la tectónica de la zona y con los obtenidos por otros autores, tanto en lo que se refiere a la orientación del plano de falla como al momento sísmico escalar y a los parámetros de la ruptura. El valor de 108 km, obtenido para la longitud, coincide con la superficie de la fractura observada después del terremoto, de unos 100 km hacia el este del epicentro.

2.5.- Como continuación del estudio, sería interesante aplicar un modelo de fractura bilateral, con el que se intentaría mejorar el ajuste de las amplitudes de las formas de ondas observadas y calculadas.

También creemos importante resaltar que la inversión de forma de ondas internas, para el caso de mecanismos de falla de desgarre, resulta un problema de solución más difícil si cabe, aunque presente la ventaja de poder llevar a cabo el estudio de la función de directividad para las ondas Rayleigh.

El problema del estudio de la influencia en la forma de ondas de la dimensiones de la fractura, nos ha permitido abrir nuevas líneas de investigación para el futuro.

Una de ellas consistiría en considerar una línea de fuentes puntuales situadas a lo largo del plano de falla, propagándose en la dirección horizontal, en uno o en los dos sentidos, en lugar de tomar la propagación de una sola fuente puntual. Este modelo sería aplicable

también a terremotos de gran tamaño y con formas de ondas observadas complejas, de difícil modelización.

Considerar cambios en el mecanismo de cada una de las fuentes puntuales, con lo que se podrían representar procesos más complejos.

Referencias

Aki, K. (1967). *Scaling law of seismic spectrum*. J. Geophys. Res. 73, 5359-76.

Aki, K., P.G. Richards (1980) *Quantitative Seismology*. Freeman, San Francisco.

Argus, D.F., R.G. Gordon, C. DeMets y S. Stein (1989). *Closure of the Africa-Eurasia-North America plate motion circuit and tectonics of the Gloria fault*. J. Geophys. Res. 94, 5585-5602.

Armijo, R., B. Meyer, A. Hubert y A.A. Barka (1999). *Westward propagation of the North Anatolian fault into the northern Aegean: timing and kinematics*. Geology, 27, 267-270.

Ben Menahem, A. (1961) *Radiation of seismic surface waves from finite moving sources*. Bull. Seis. Soc. Am. 51, 401-453.

Ben Menahem, A., M. Rosenman, D.G. Harkrider (1970). *Fast evaluation of source parameters from isolated surface-wave signals. Part I. Universal tables*. Bull. Seis. Soc. Am. 60, 1337-1387.

Berckhemer, H., K.H. Jacob (1965). *Synthetic seismic pulses from propagating faults*. Scientific Report n° 1. Institut für Meteorologie und Geophysik der Johann Wolfgang Goethe

Universitat Frankfurt am Main, Germany.

Beroza, G. y P. Spudich (1988). *Linearized inversion for fault rupture behavior: Application to the 1984 Morgan Hill, California, earthquake*. J. Geophys. Res. 93, 6275-6296.

Borges, J. (1999) Programa *plt-mwave*. (Comunicación personal).

Bouchon, M., N. Toksöz, H. Karabulut, M.P. Bouin, M. Dietrich, M. Aktar y M. Edie (2000). *Seismic Imaging of the 1999 Izmit (Turkey) Rupture Inferred from the Near-Fault Recordings*. Geophys. Res. Lett., 27, 3013-3016.

Brillinger, D.; A. Udías y B.A. Bolt (1980). *A probability model for regional focal mechanism solutions*. Bull. Seism. Soc. Am. 70, 149-170.

Buform, E. (1983). *Estudio estadístico de la dirección de esfuerzos principales en terremotos*. Tesis Doctoral. Universidad Complutense, Madrid.

Buform, E. (1992). Programa *SACLEE*. (comunicación personal).

Buform, E. (1994). *Métodos para la determinación del mecanismo focal de los terremotos*. Física de la Tierra 6, 113-139.

Buform, E., A. Udías y M.A. Colombás (1988). *Seismicity, source mechanism and tectonics of the Azores-Gibraltar plate boundary*. Tectonophysics 152, 89-118.

Buform, E.; P. Coca ; A. Udías y C. Lasa (1997). *Source mechanism of intermediate and deep earthquakes in southern Spain*. Journ. Seism. 1, 113-130.

Carpenter, E.W. y E.A. Flinn (1965). *Attenuation of teleseismic body waves*, Nature 207, 745.

Courboulex, F. (1995). *Inversion spatio-temporelle de la source sismique à l'aide des fonctions de Green empiriques*. Ph. D. Thesis, Université de Paris 7, France.

Das, S. y B.V. Kostrov (1990). *Inversion for seismic slip rate history and distribution with stabilizing constraints: Application to the 1986 Andrean of Islands earthquake*. J. Geophys. Res. 95, 6899-6913.

Deschamps, A., H. Lyon-Caen, R. Madariaga (1980). *Mise au point sur les méthodes de calcul de sismogrammes synthétiques de longue période*. Ann. Géophys. 36, 167-178.

- Fukuyama, E. y K. Irikura (1986). *Rupture process of the 1983 Japan Sea (Akita-Oki) earthquake using a waveform inversion method*. Bull. Seism. Soc. Am. 76, 1623-1640.
- Futterman, W.J. (1962). *Dispersive body waves*. J. Geophys. Res. 67, 5279-5291.
- Gibert, D., J. Virieux (1991). *Electromagnetic imaging and simulated annealing*. J. Geophys. Res. 96, 8057-8067.
- Hartzell, S.H. (1989). *Comparison of seismic waveform inversion results for the rupture history of a finite fault: Application to the 1986 North Palm Springs, California, earthquake*. J. Geophys. Res. 94, 7515-7534.
- Hartzell, S.H. y T.H. Heaton (1983). *Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake*. Bull. Seism. Soc. Am. 73, 1553-1583.
- Hartzell, S., P. Liu (1995). *Determination of earthquake source parameters using a hybrid global search algorithm*. Bull. Seism. Soc. Am. 85, 516-524.
- Haskell, N.A. (1964). *Total energy and energy spectra density of elastic waves from propagating faults*. Bull. Seism. Soc. Am., 51, 401-435.
- Helmberger, D.V. (1983). *Theory and application of synthetic seismograms*. En: Earthquakes, Theory and Interpretation, H. Kanamori y E. Boschi (eds.). North-Holland, Amsterdam, 174-222.
- Herrero, A. (1994). *Paramétrisation spatio temporelle et spectrale des sources sismiques: Application au risque sismique*. Ph. D. Thesis, Université Paris 7, France.
- Ihmlé, P.F. (1996). *Monte-Carlo slip inversion in the frequency domain: application to the 1992 Nicaragua slow earthquake*. Geophysical Research Letters 23, 913-916.
- Jackson, J.A. y D. McKenzie (1988). *The relationship between plate motions and seismic moment tensors and the rate of active deformation in the Mediterranean and Middle East*. Geophys. J. Int. 93,45-73.
- Jost, M.L., R.B. Herrmann (1989). *A student's guide to and review of moment tensor*. Seism. Res. Lett. 60, 37-57.

- Kanamori, H. (1977). *The energy released in great earthquake*. J. Geophys. Res. 82, 2921-87.
- Kanamori, H., G.S. Stewart (1976). *Mode of the strain release along the Gibbs fracture zone, Mid-Atlantic Ridge*. Phys. Earth Planet. Inter., 11, 312-332.
- Kikuchi, M., H. Kanamori (1982). *Inversion of complex body waves*. Bull. Seism. Soc. Am. 72, 491-506.
- Kikuchi, M. y Y. Fukao (1985). *Iterative deconvolution of complex body waves. The Tokachi-Oki earthquake of 1968*. Phys. Earth Planet. Inter., 37, 235-248.
- Kikuchi, M., H. Kanamori (1986). *Inversion of complex body waves II*. Phys. Earth Planet. Inter., 43, 205-222.
- Kikuchi, M., H. Kanamori (1991). *Inversion of complex body waves III*. Bull. Seism. Soc. Am. 81, 2335-2350.
- Kirkpatrick, S., C.D. Gelatt Jr., M.P. Vecchi (1983). *Optimization by simulated annealing*. Science 220, 671-680.
- Langston, C.A., D.V. Helmberger (1975). *A procedure for modelling shallow dislocation sources*. Geophys. J. R. Astr. Soc. 4, 117-30.
- Lay T., T.C. Wallace (1995). *Modern Global Seismology* Academic Press, San Diego, CA.
- MacCaffrey, R., G. Abers, P. Zwick (1991). *Inversion of teleseismic body waves*. W.H.K. Lee.
- Mendoza, C. (1993). *Coseismic slip of two large Mexican earthquakes from teleseismic body waveforms: Implications for asperity interaction in the Michoacan plate-boundary segment*. J. Geophys. Res. 98, 8197-8210.
- Mendoza, C. (1994). *Modelado cinemático de fuentes sísmicas en una falla finita: aplicaciones*. Física de la Tierra 6, 141-156.
- Mendoza, C. y S.H. Hartzell (1988). *Inversion for slip distribution using teleseismic P waveforms: North Palm Springs, Borah Peak, and Michoacan earthquakes*. Bull. Seism. Soc. Am. 78, 1092-1111.
- Mendoza, C. y S.H. Hartzell (1989). *Slip distribution of the 19 September 1985 Michoacan, Mexico, earthquake*. Bull. Seism. Soc. Am. 79, 655-669.

- Nábelek, J. (1984). *Determination of earthquake source parameters from inversion of body waves*. Ph. D. Thesis, MIT, Cambridge, MA.
- Rodríguez-Portugal, C., A. Udías (1972). *Estudio del mecanismo y determinación de los parámetros dinámicos del foco del terremoto de Azores del 17 de Mayo de 1964*. Revista de Geofísica, Vol XXXI, Núms. 1 al 4, 63-86.
- Savage, J.C. (1972). *Relation of corner frequency to fault dimensions*. J. Geophys. Res. 77, 3788-95.
- Scherbaum, F. (1996). *Of poles and zeros. Fundamentals of Digital Seismology*. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands.
- Tibi, R., G. Bock, Y. Xia, M. Baumbach, H. Grosser, C. Milkereit, S. Karakisa, S. Zünbül, R. Kind y J. Zschau (2001). *Rupture processes of the 1999 August 17 Izmit and November 12 Düzce (Turkey) earthquakes*. Geophys. J. Int. 144, F1-F7.
- Toksöz, M.N., A.F. Shakal y A.J. Michael (1979). *Space-time migration of earthquakes along the North Anatolian Fault zone and seismic gaps*. Pageoph., 117, 1258-1270.
- Toksöz, M.N., R.E. Reilinger, C.G. Doll, A.A. Barka y N. Yalcin. (1999) *Izmit (Turkey) earthquake of 17 August 1999: First Report*. Seism. Res. Lett., 70, 669-679.
- Udías, A. (1971). *Source Parameters of Earthquakes from Spectra of Rayleigh Waves*. Geophys. J. R. Astr. Soc. 22, 353-376.
- Udías, A. (1999). *Principles of Seismology*. Cambridge University Press.
- Weidner, D. y Aki, K. (1973). J. Geophys. Res. 78, 1818-31.
- Vaillant, L. (1998). *Inversion non-linéaire de la source sismique*. Trabajo de D.E.A. Ecole Normale Supérieure, Paris 1998.
- Yagi, Y., M. Kikuchi, S. Yoshida y T. Sagiya. (1999) *Comparison of the coseismic rupture with the aftershock distribution in the Hyuganada earthquakes of 1996*. Geophys. Res. Lett., 26, 3161-64.
- Yagi, Y y M. Kikuchi (2001). *Source rupture process of the Kocaeli, Turkey, earthquake of August 17, 1999, obtained by joint inversion of near-field data and teleseismic data*. Geophys.

R. L. (aceptado 17 abril de 2000).

Yoshida, S. (1986). *A method of waveform inversion for earthquake rupture process*. J. Geophys. Earth 34, 235-255.

Apéndice A

En este apéndice se muestra la aplicación desarrollada para el programa de cálculo científico *Mathematica* v4.1., llamada *Cocie2b*. Esta aplicación nos permite primeramente, representar el desplazamiento del suelo y calcular y representar gráficamente los espectros de amplitudes correspondientes a cada estación, reduciendos las amplitudes a la misma distancia epicentral. Además, realiza el cálculo de la función de directividad observada y de la función de directividad teórica, representándolas gráficamente por separado y de forma conjunta, con el fin de compararlas.

Programa para calcular y representar los espectros y la función de directividad para ondas LR .

Esta versión representa también sismogramas.

```

ReadList["d:\\turqu_win\\BGCAti.lr", Number]; est1 = %;

n = Length[est1]; df = N[1/n]

Fourier[est1]; est1esp = n^0.5*Abs[%];

<< "Graphics'Graphics'"

fr = Table[df + x*df, {x, 0, n/2}]; lista = Table[{fr[[i]], est1esp[[i]]}, {i, 1, n/2 + 1}];

g1 = LogLogListPlot[lista, PlotJoined -> True, Frame -> True, FrameLabel -> {"Hz",
"m"},

PlotStyle -> Thickness[0.0005], AxesOrigin -> Automatic,

Ticks -> Automatic, PlotLabel -> "BGCA", GridLines -> Automatic];

ReadList["d:\\turqu_win\\tixibg.lr", Number];

est2 = %; Fourier[est2]; est2esp = n^0.5*Abs[%];

lista2 = Table[{fr[[i]], est2esp[[i]]}, {i, 1, n/2 + 1}];

g2 = LogLogListPlot[lista2, PlotJoined -> True, Frame -> True,

FrameLabel -> {"Hz", "m"}, PlotStyle -> Thickness[0.0005],

AxesOrigin -> Automatic, Ticks -> Automatic, PlotLabel -> "TIXI",

PlotRange -> All, GridLines -> Automatic];

Del1 = 36; Del2 = 54; ca = 1.24/10^4; gk = 111.1774734;

red = (Sin[Del2*Degree]/Sin[Del1*Degree])^0.5/E^(ca*(Del1 - Del2)*gk);

est2espred = est2esp*red;

```

```

cocesp = est1esp/est2espred; n2 = Floor[(0.5 - df)/df];

n1 = Floor[(0.14 - df)/df];

lista3 = Table[{fr[[i]], Log[10, cocesp[[i]]]}, {i, 2, n2 + 1}];

g3 = ListPlot[lista3, PlotJoined -> True, Frame -> True,
FrameLabel -> {"Hz", "log(D)"}, PlotRange -> All,
PlotStyle -> {Thickness[0.0005], RGBColor[0, 0, 1]},
AxesOrigin -> Automatic, FrameTicks -> Automatic,
PlotLabel -> "BGCA/TIXI;\[Alpha]=177°"];

dt = 1

t1 = Table[dt + x*dt, {x, 0, n}];

listasis1 = Table[{t1[[i]], est1[[i]]}, {i, 1, n}];

listasis2 = Table[{t1[[i]], est2[[i]]}, {i, 1, n}];

s1 = ListPlot[listasis1, PlotJoined -> True, Frame -> True,
FrameLabel -> {"s", "m"}, PlotRange -> All,
PlotStyle -> Thickness[0.0005], AxesOrigin -> Automatic,
FrameTicks -> Automatic, PlotLabel -> "BGCA"];

s2 = ListPlot[listasis2, PlotJoined -> True, Frame -> True,
FrameLabel -> {"s", "m"}, PlotRange -> All,
PlotStyle -> Thickness[0.0005], AxesOrigin -> Automatic,
FrameTicks -> Automatic, PlotLabel -> "TIXI"];

Show[GraphicsArray[{{s1, s2}, {g1, g2}, {g3}}]];

```

```

(b = 125; v = 3.4; cr = 4.; fs1 = 199; fs2 = 22; ff = 90; te = ff - fs1);

If[te < 0, te = te + 360]; al = fs1 - fs2; (co = (N[Pi]*b*fr)/cr;

dir1 = Abs[N[Sin[co*(cr/v - Cos[te*Degree])]*
(cr/v - Cos[(te + al)*Degree])*Sin[2*te*Degree]]];

dir2 = Abs[N[Sin[co*(cr/v - Cos[(te + al)*Degree])]*
(cr/v - Cos[te*Degree])*Sin[2*(te + al)*Degree]]]; dirt = dir1/dir2;

lista4 = Table[{fr[[i]], Log[10, dirt[[i]]]}, {i, 3, n1}];

graf2 = ListPlot[lista4, PlotJoined -> True, Frame -> True,
PlotStyle -> {Thickness[0.005], RGBColor[1, 0, 0],
Dashing[{0.03, 0.02}]}];

lista6 = Table[{fr[[i]], Log[10, cocesp[[i]]]}, {i, 3, n1}];

graf1 = ListPlot[lista6, PlotJoined -> True, Frame -> True,
FrameLabel -> {"frecuencia", "directividad"},
PlotStyle -> {Thickness[0.005], RGBColor[0, 0, 1]}];

Show[graf1, graf2, Frame -> True, FrameLabel ->
{"frecuencia (Hz)", "Log(D)"}, AxesOrigin -> Automatic,
FrameTicks -> Automatic, PlotLabel ->
"BGCA/TIXI;\[Alpha]=177°;\[Phi] ruptura=90°/"L=125 km;v=3.4 km/s;"]; )

```

Apéndice B

En este apéndice, se muestran los sismogramas y funciones temporales correspondientes a los casos de la Tabla 4.3, para un mecanismo de falla de desgarre. Se representa a trazo continuo los correspondientes a la aproximación de foco puntual y a trazo discontinuo los del modelo de fuente con dimensiones.

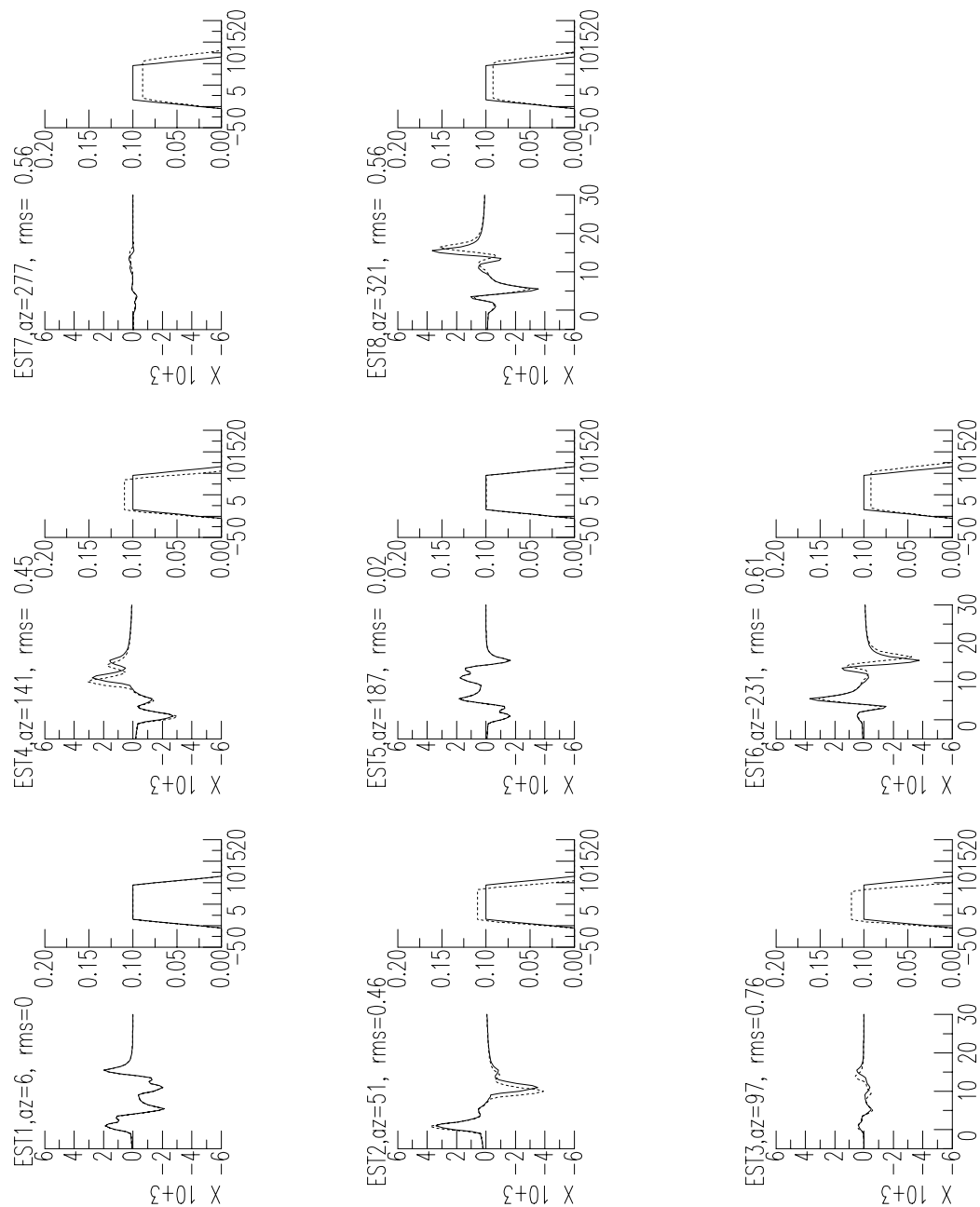


Fig B.1. Onda P: $L=12$ km y $v_r = 1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

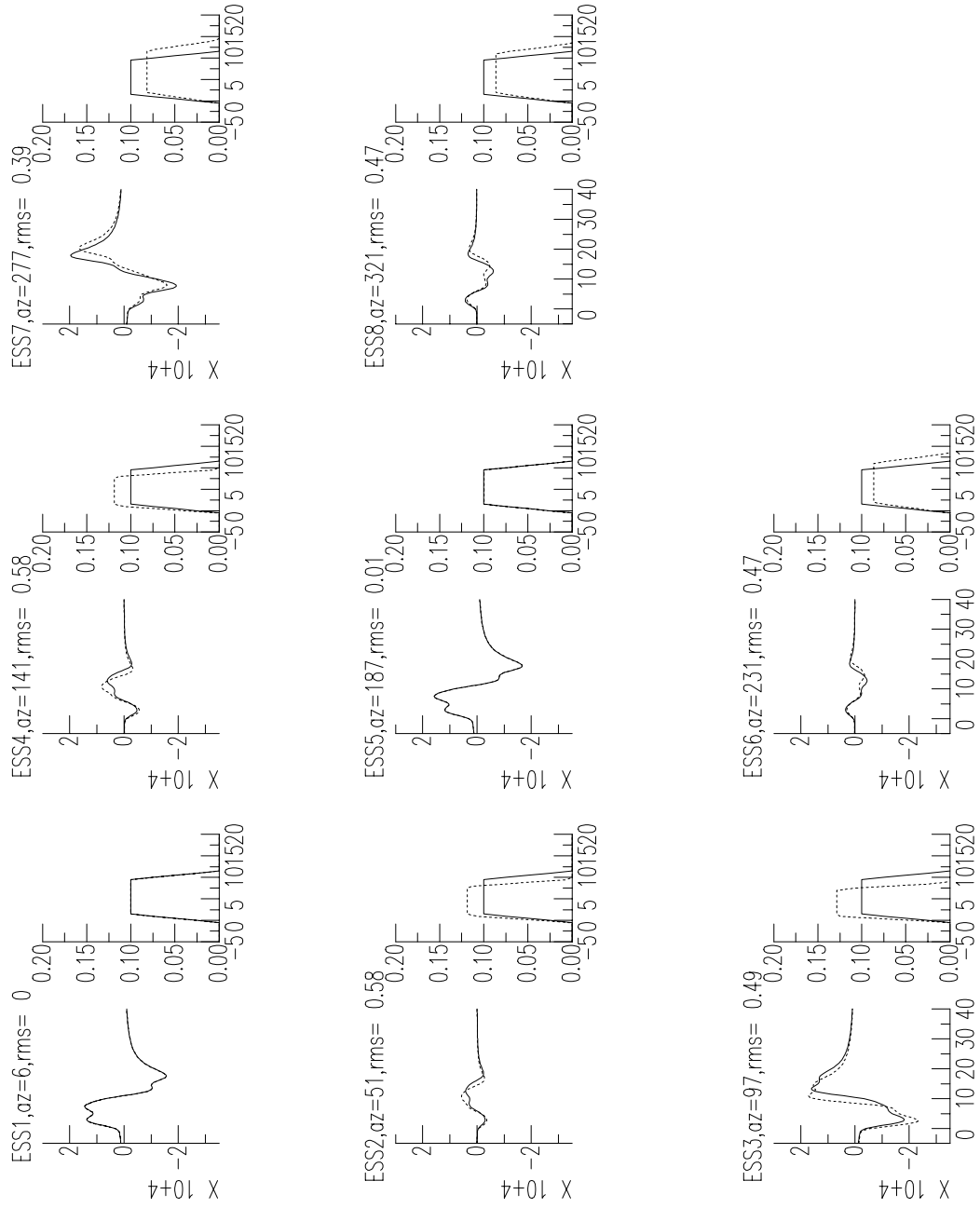


Fig B.2. Onda SH: $L=12$ km y $v_r = 1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

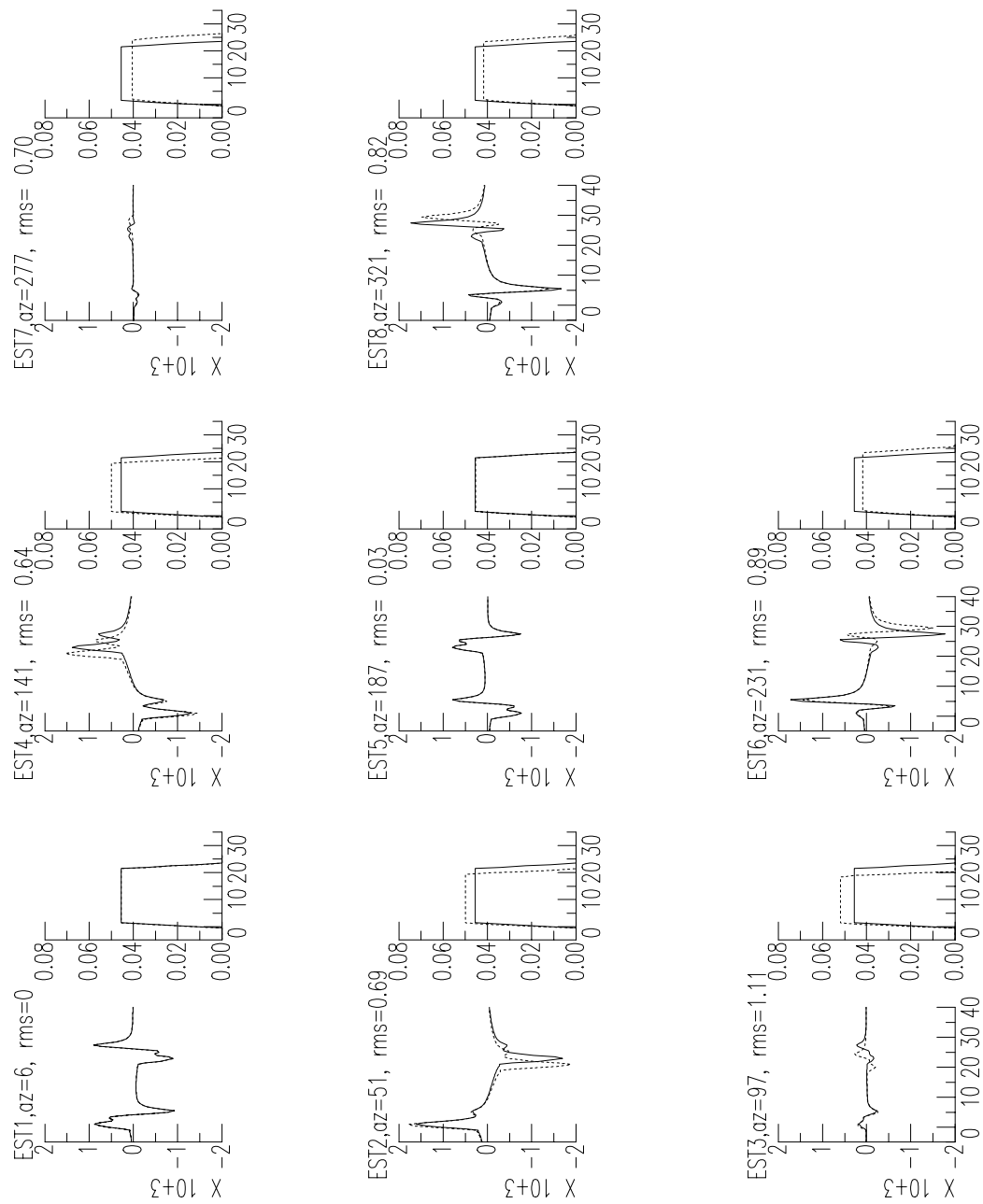


Fig B.3. Onda P: $L=30$ km y $v_r = 1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

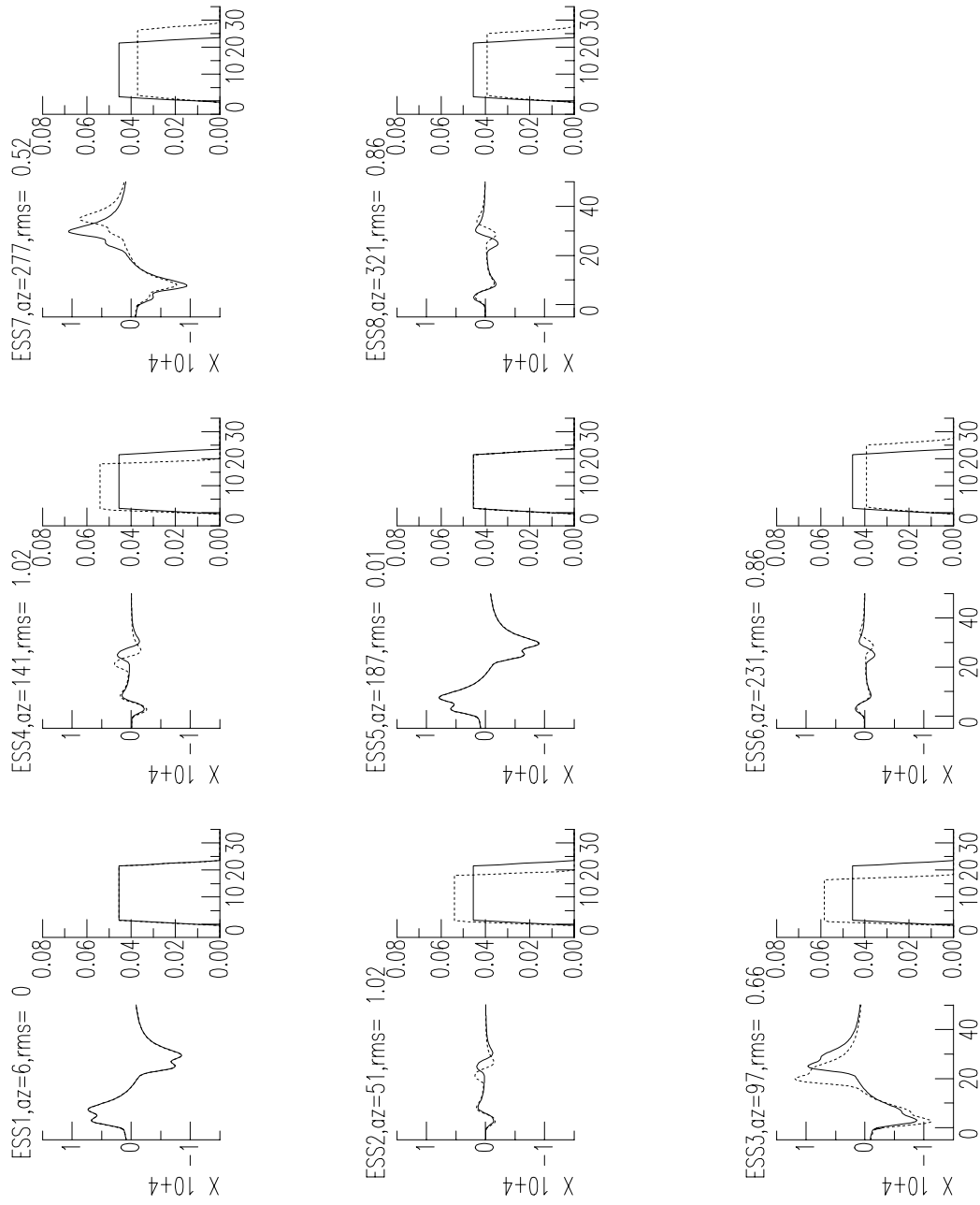


Fig B.4. Onda SH: $L=30$ km y $v_r = 1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

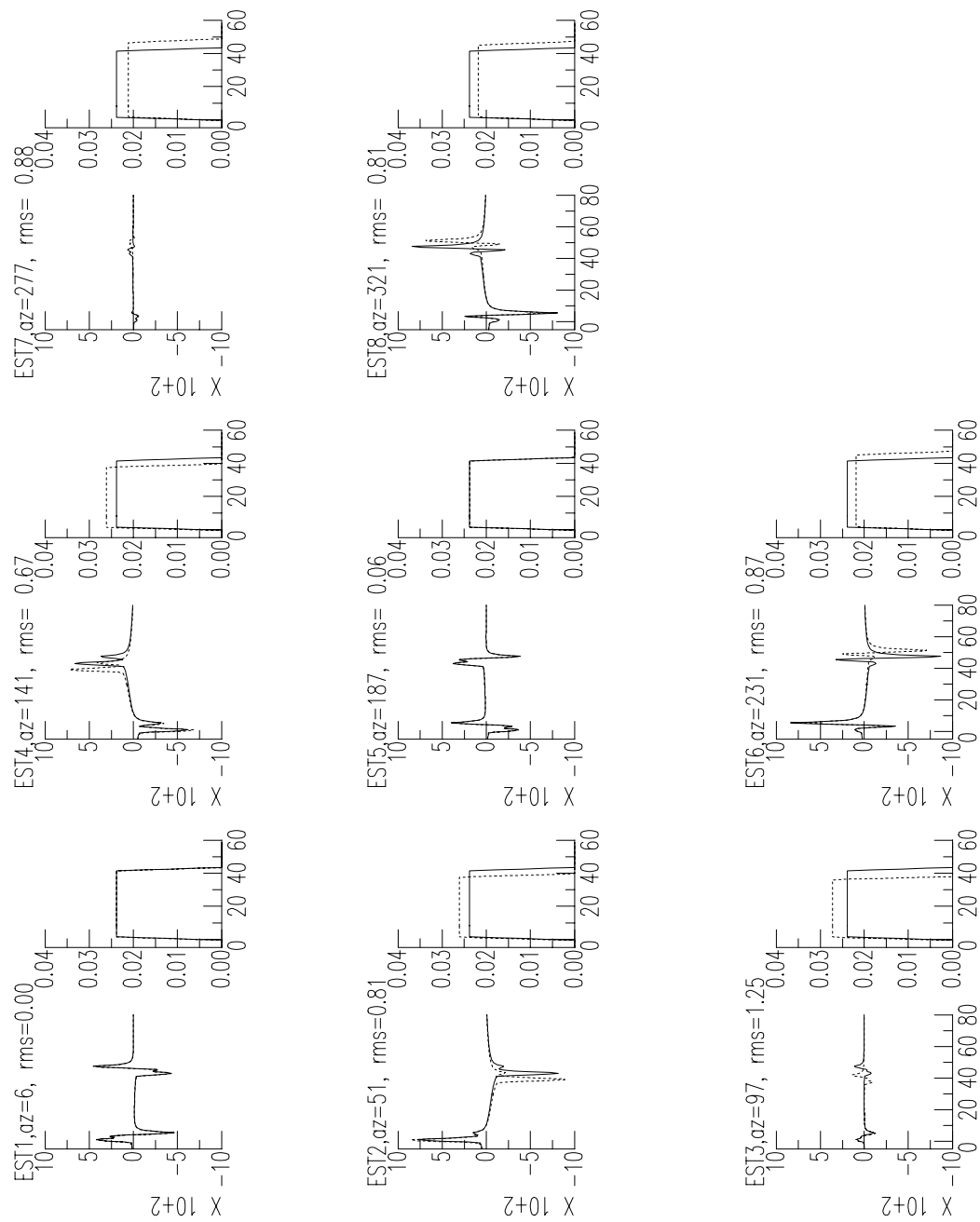


Fig B.5. Onda P: $L=60$ km y $v_r=1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

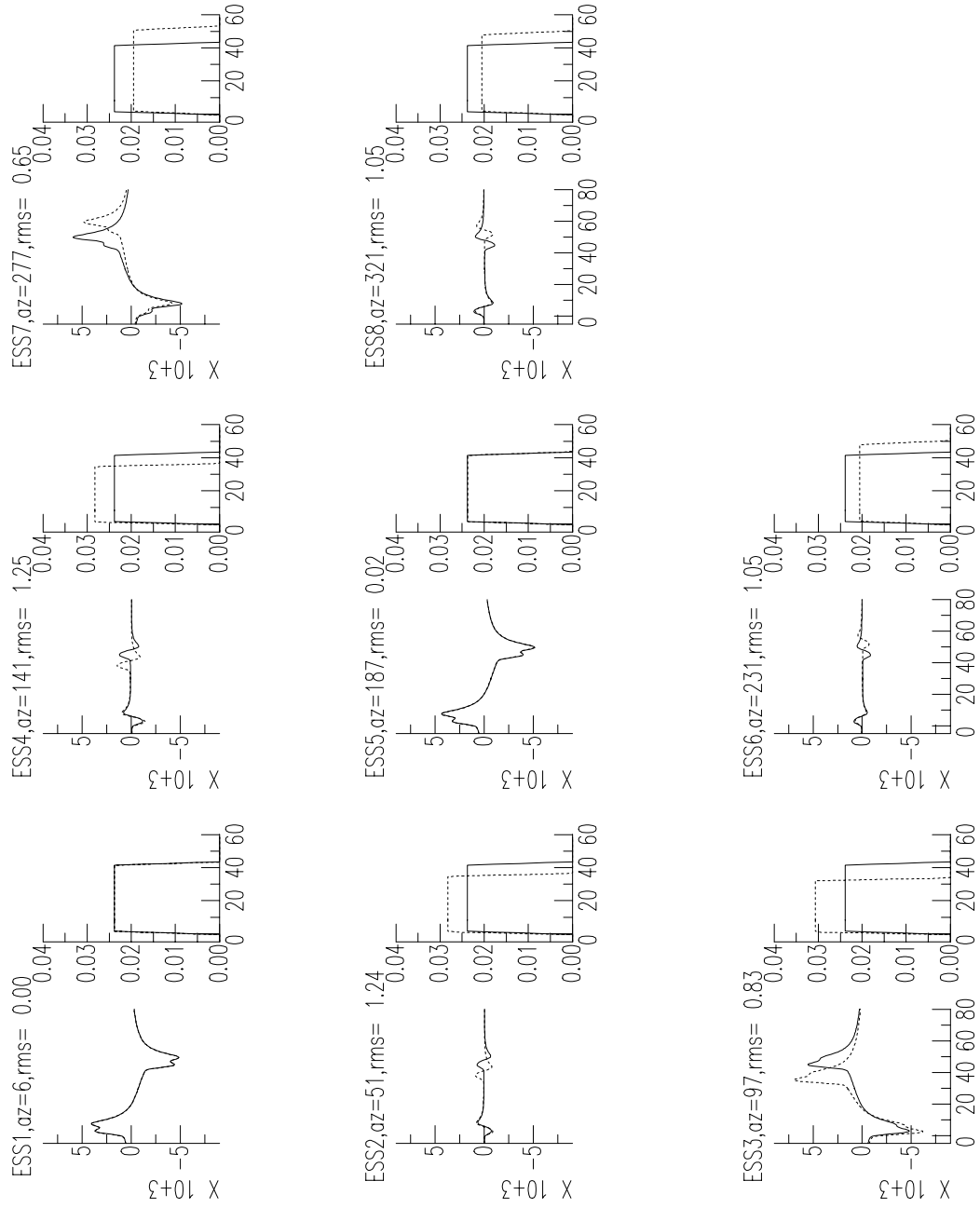


Fig B.6. Onda SH: $L=60$ km y $v_r = 1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

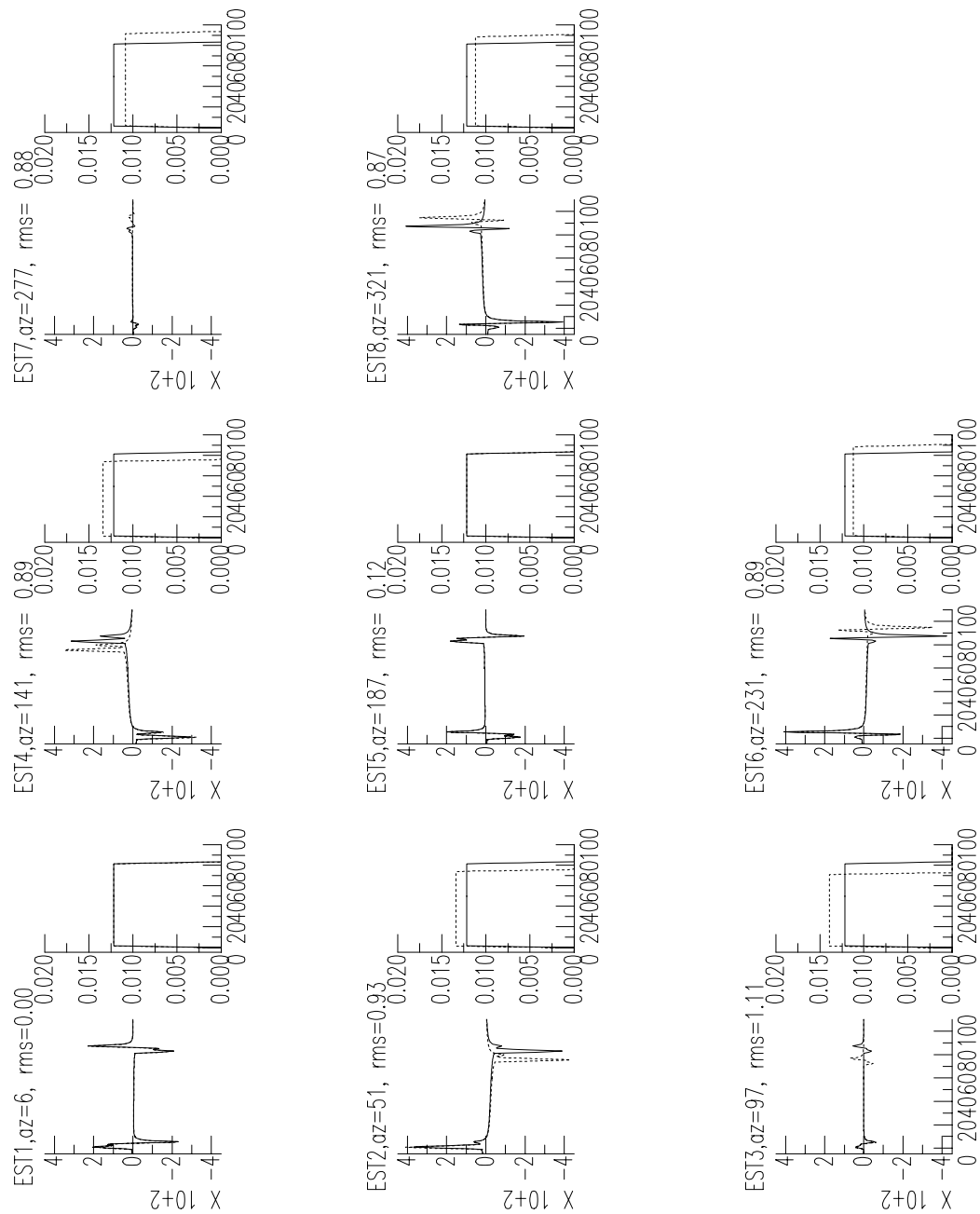


Fig B.7. Onda P: $L=120$ km y $v_r = 1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

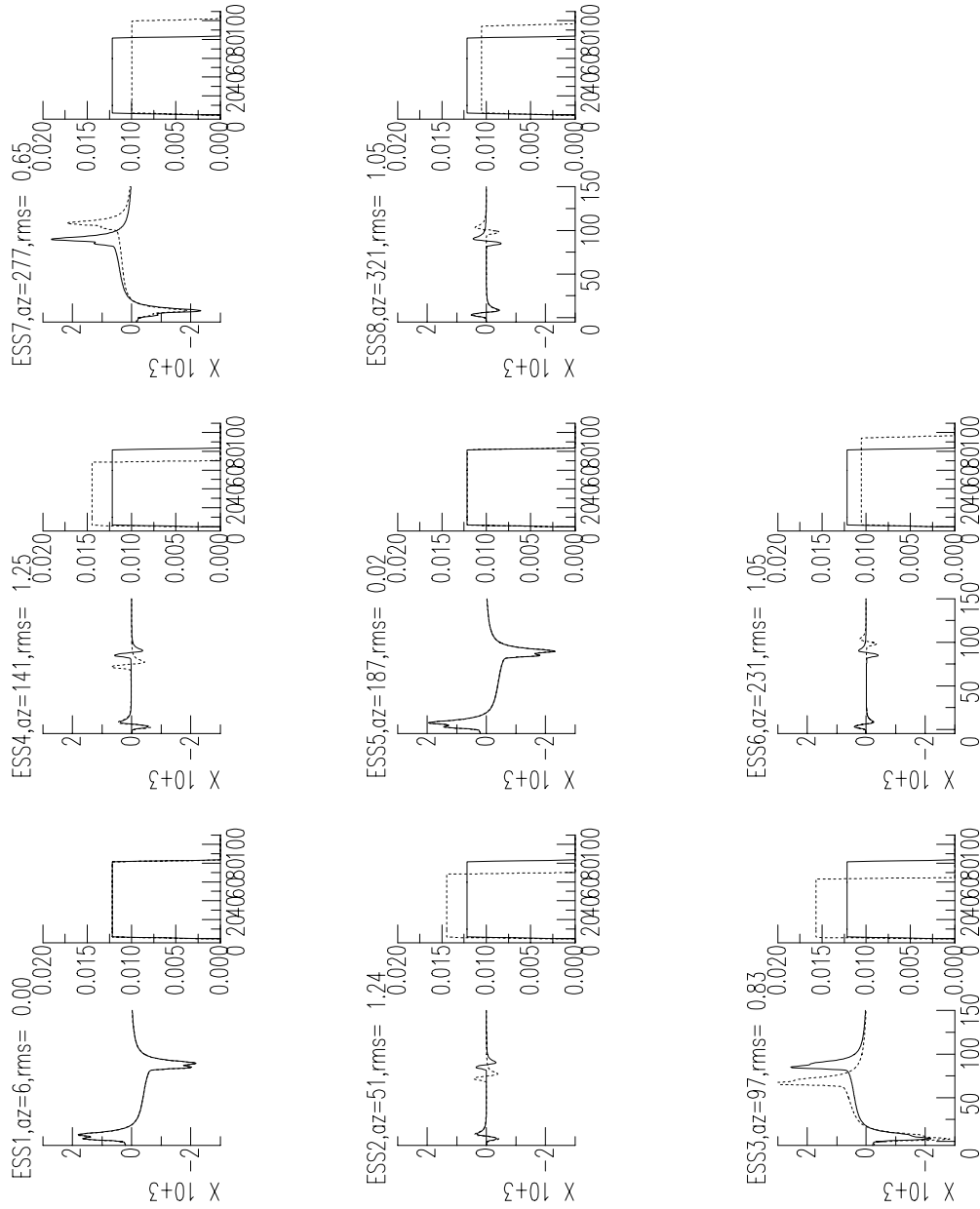


Fig B.8. Onda SH: $L = 120$ km y $v_r = 1.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

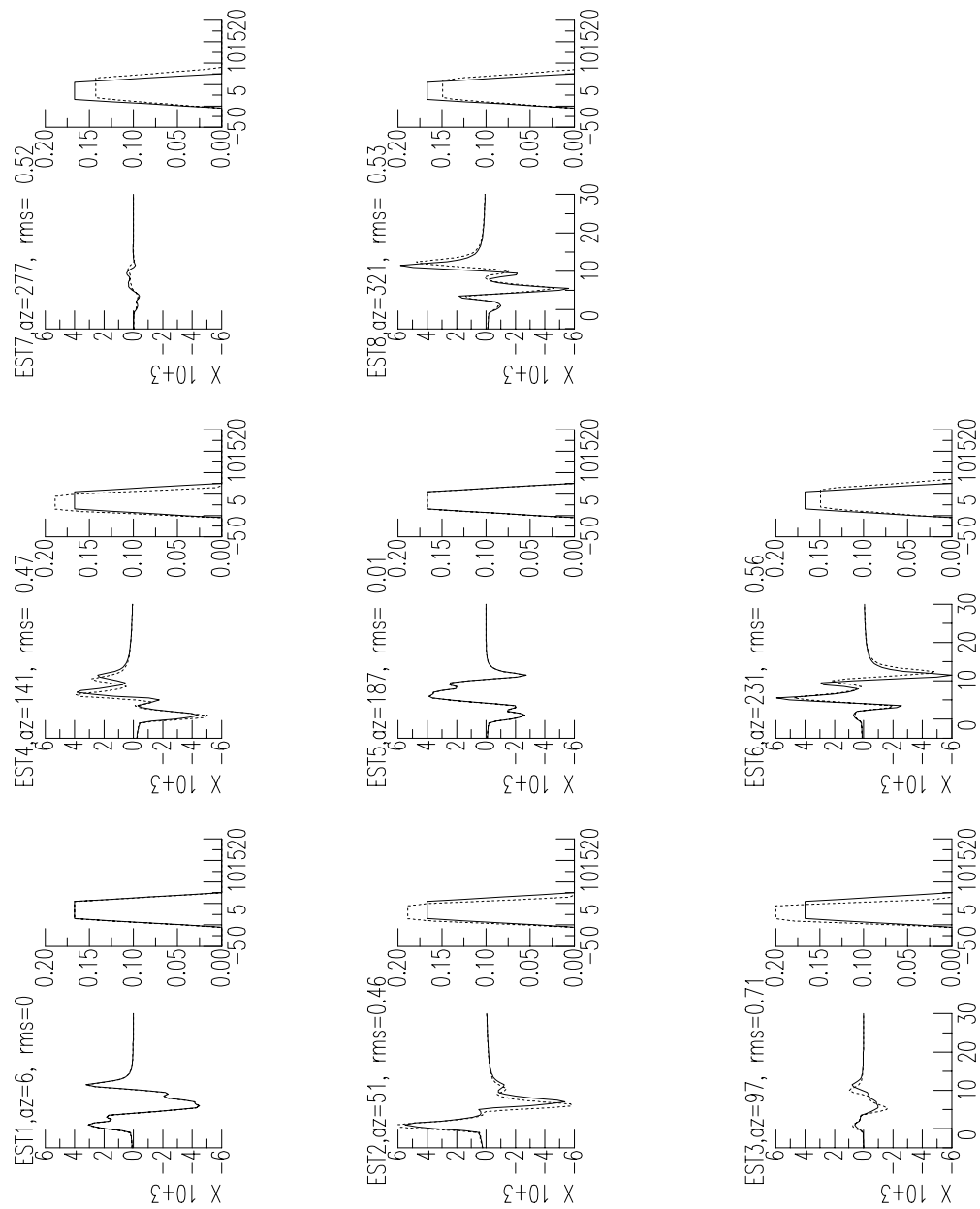


Fig B.9. Onda P: $L = 8$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

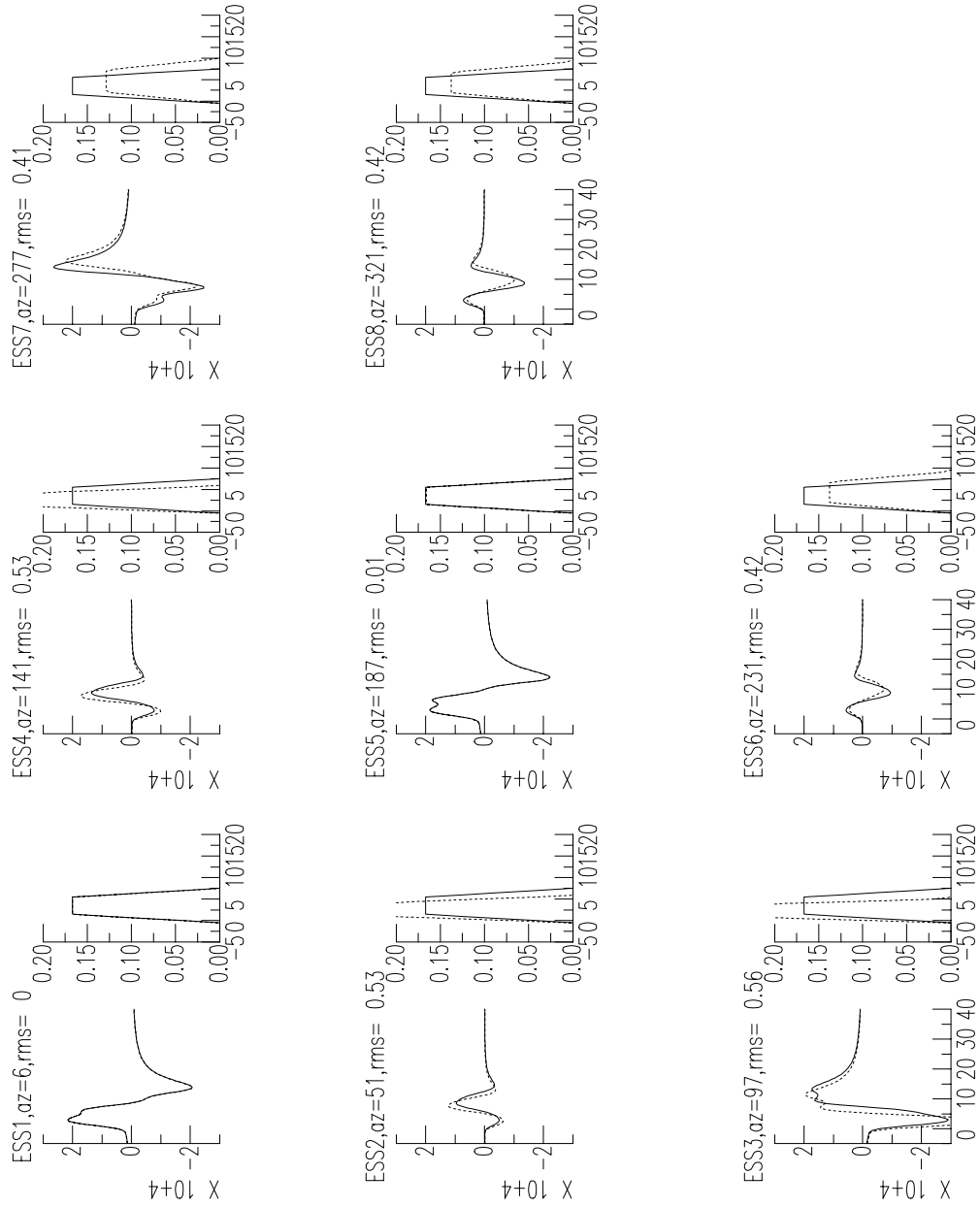


Fig B.10. Onda SH: $L=8$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

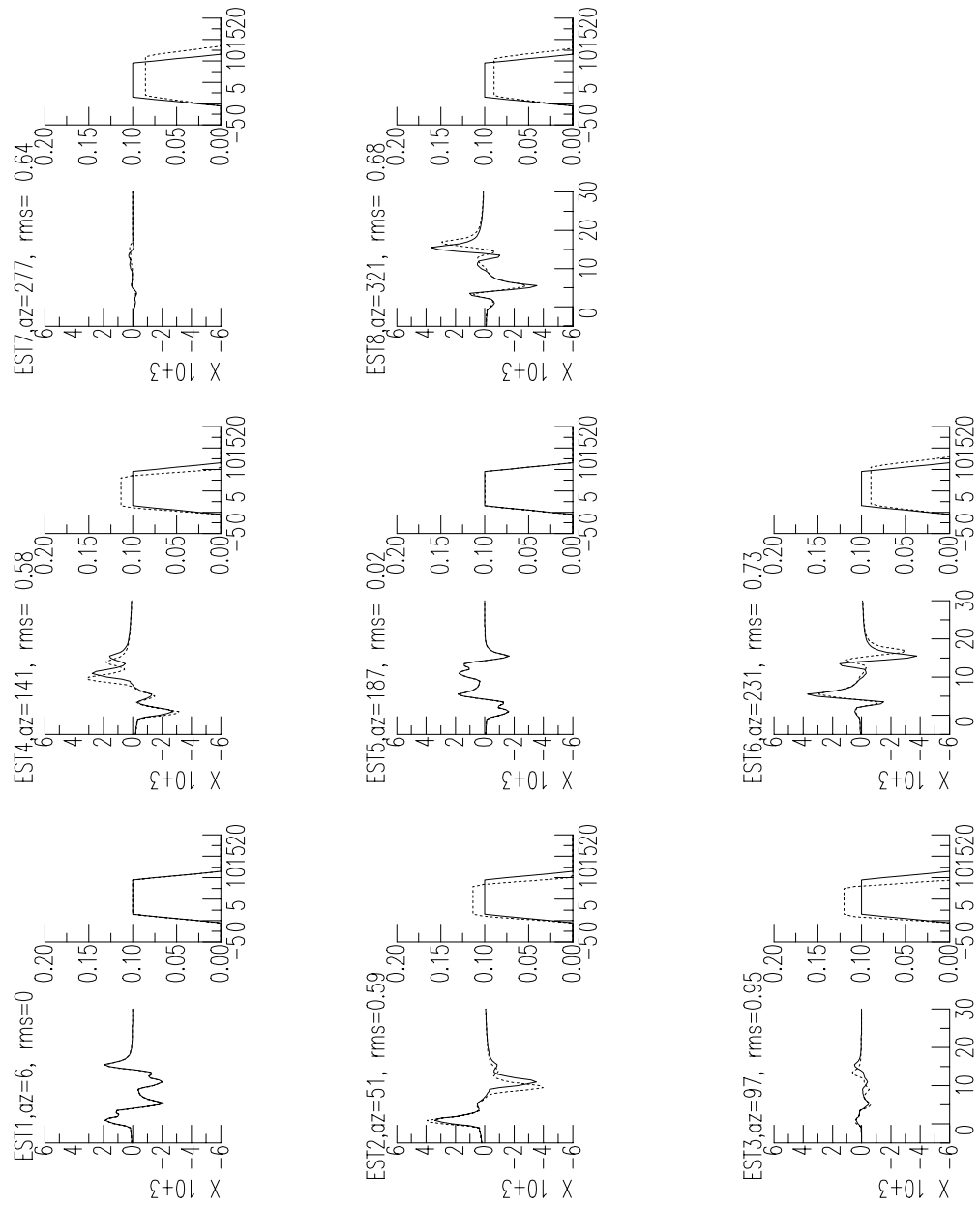


Fig B.11. Onda P: $L = 16$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

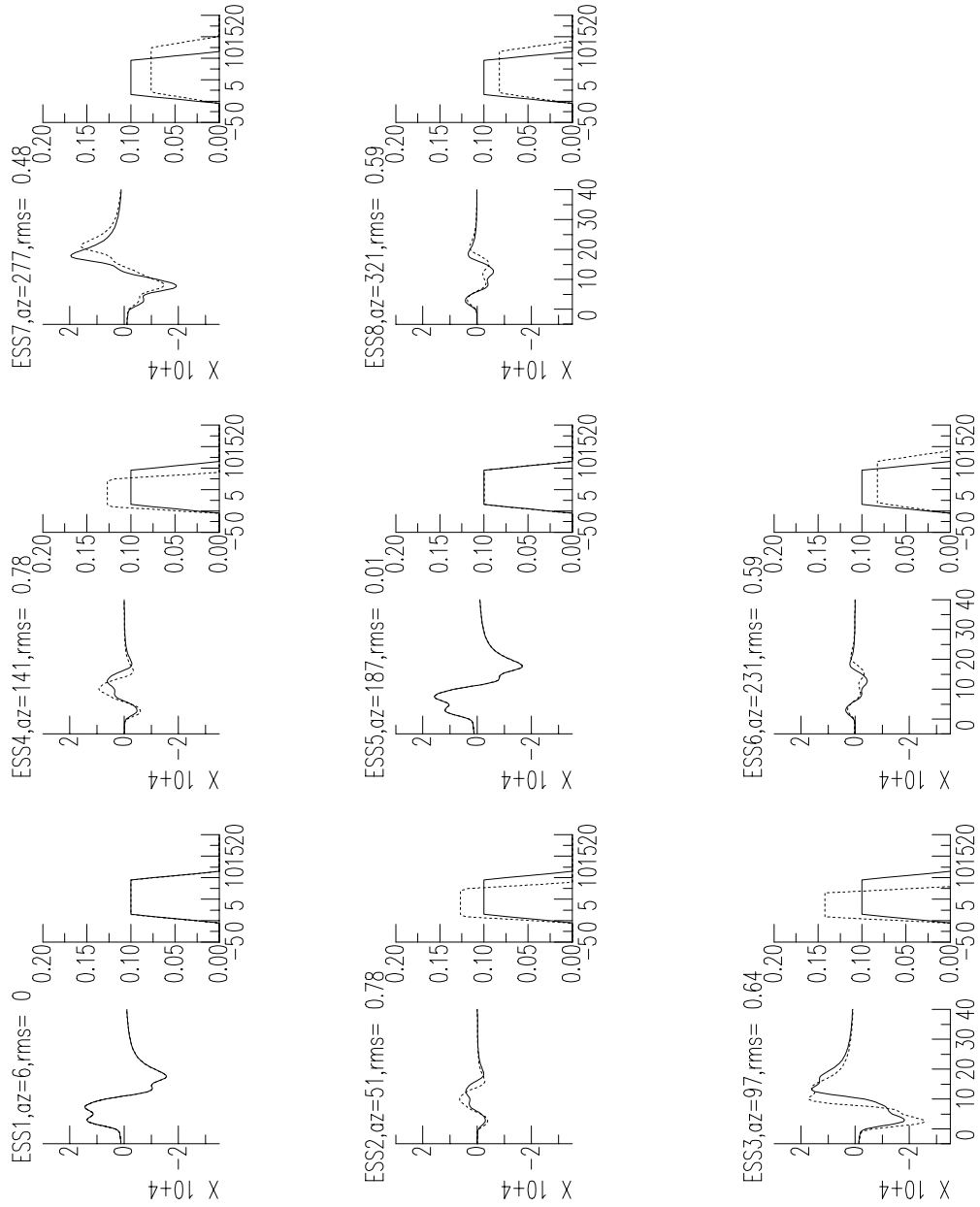


Fig B.12. Onda SH: $L=16$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

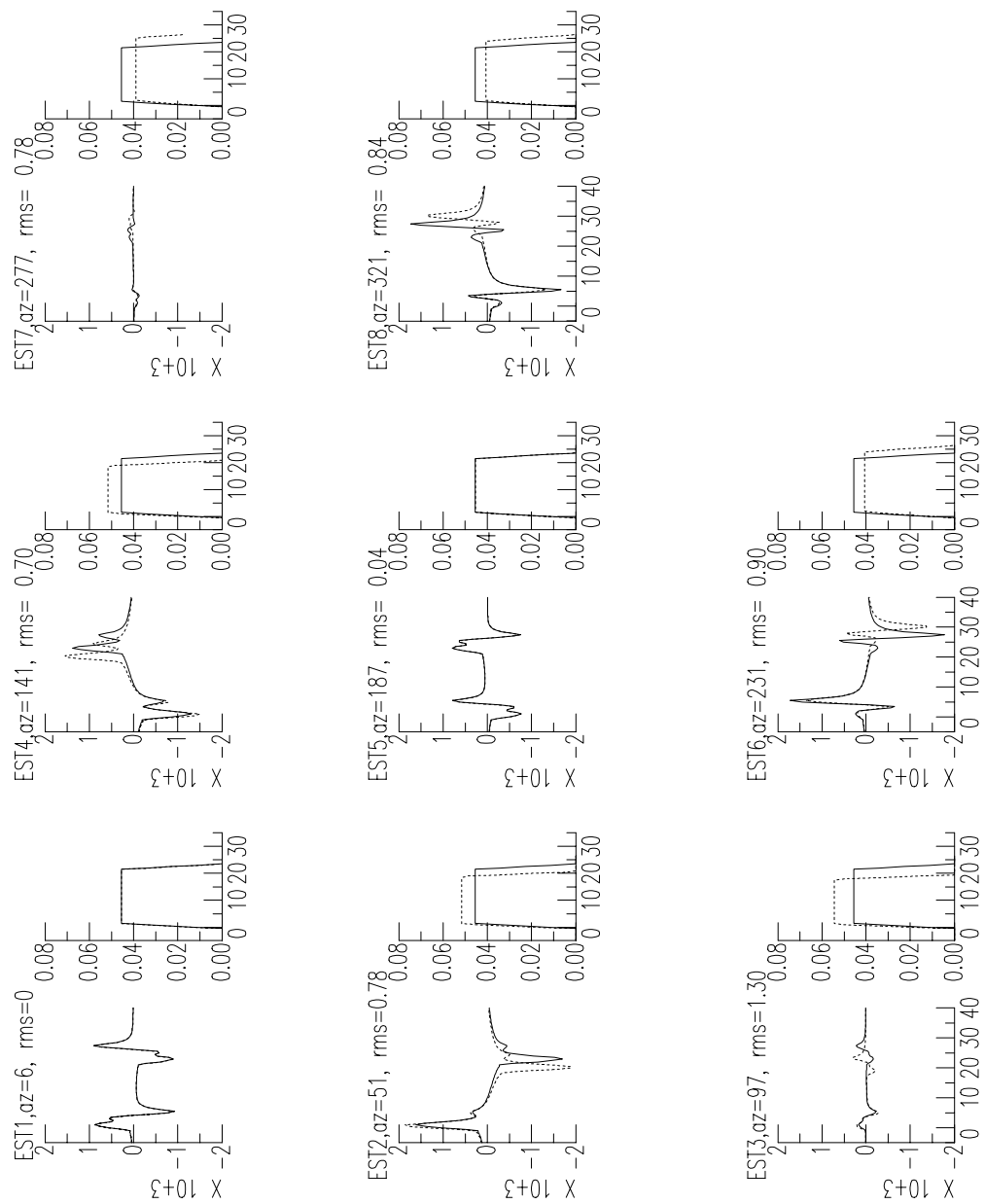


Fig B.13. Onda P: $L = 40$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

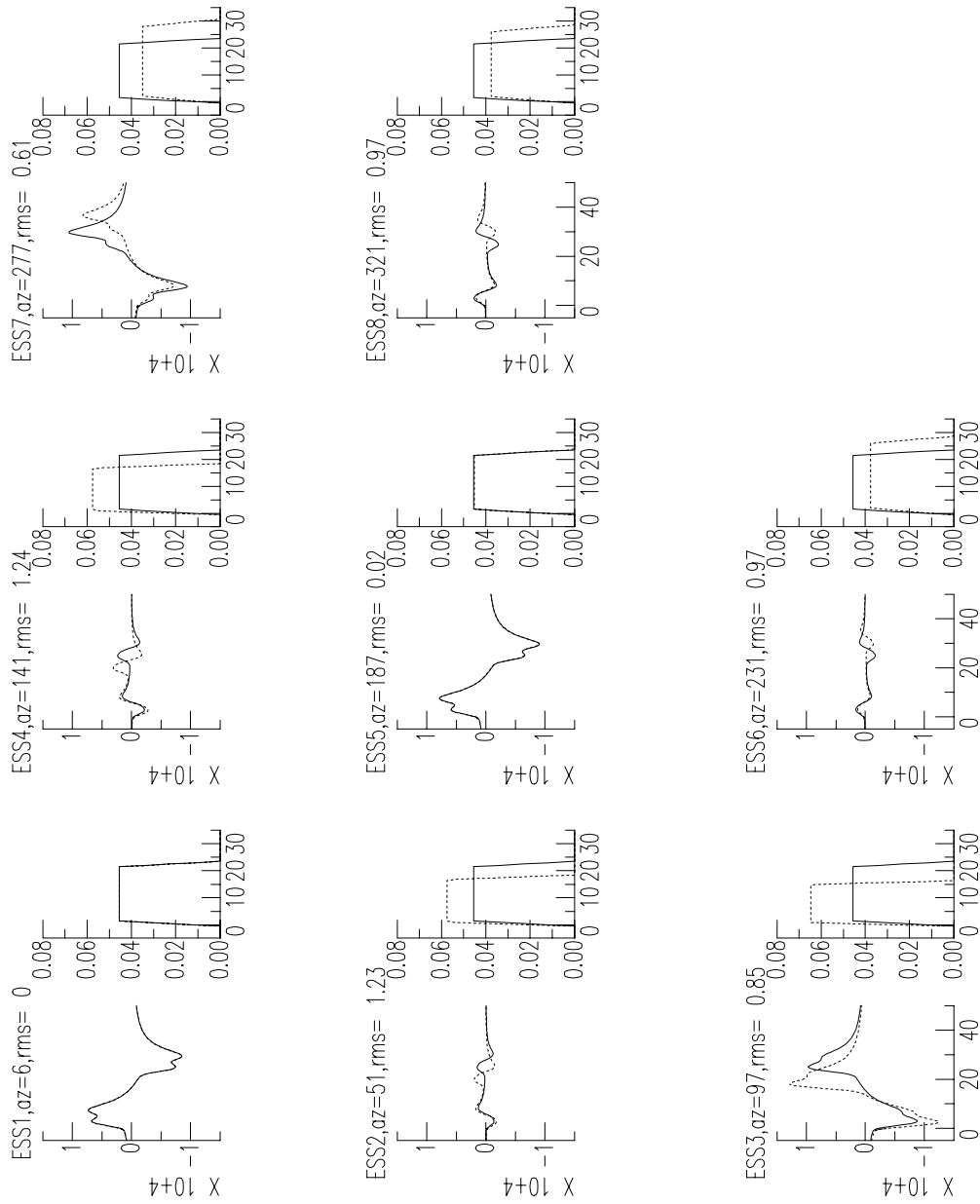


Fig B.14. Onda SH: $L = 40$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

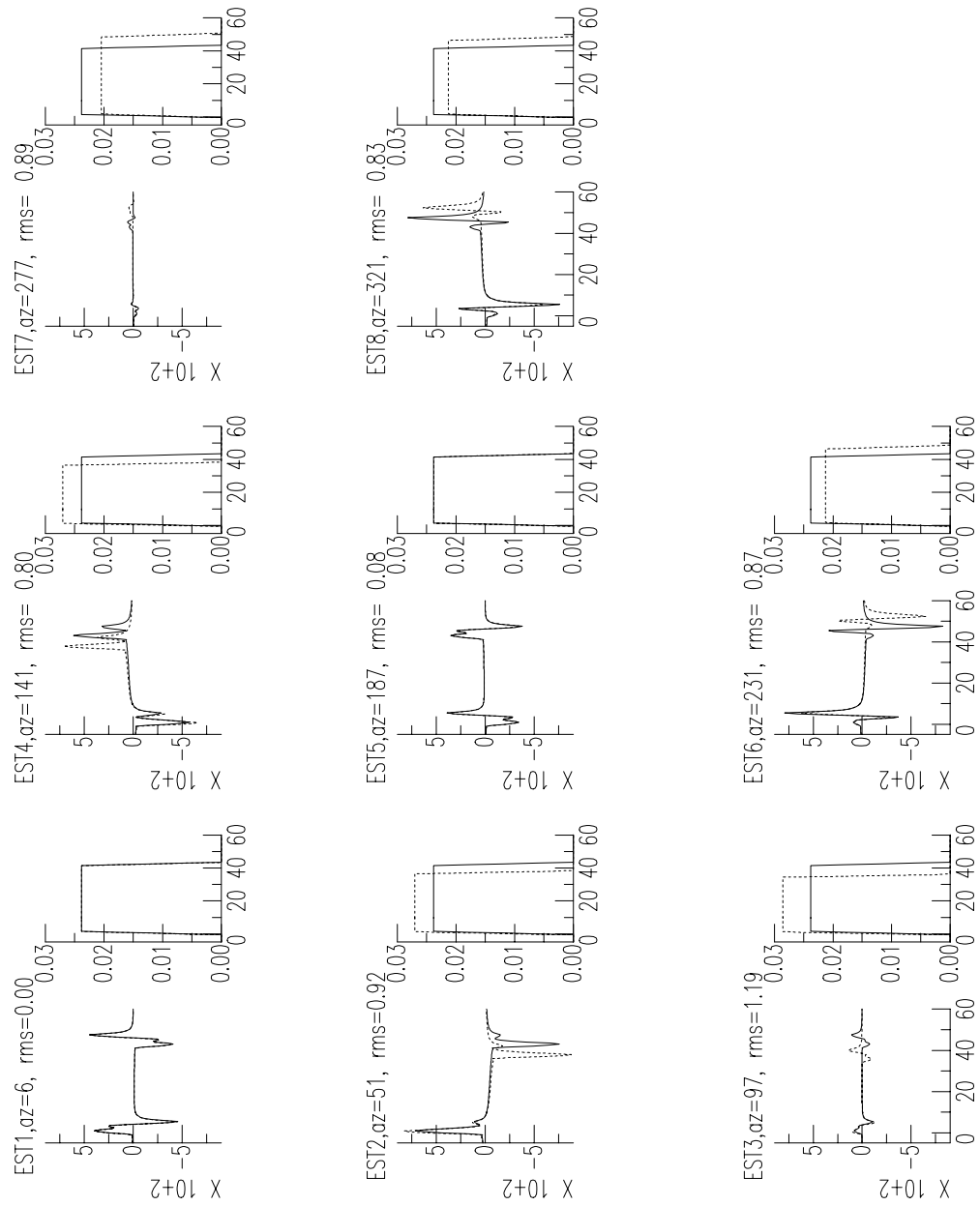


Fig B.15. Onda P: $L = 80$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

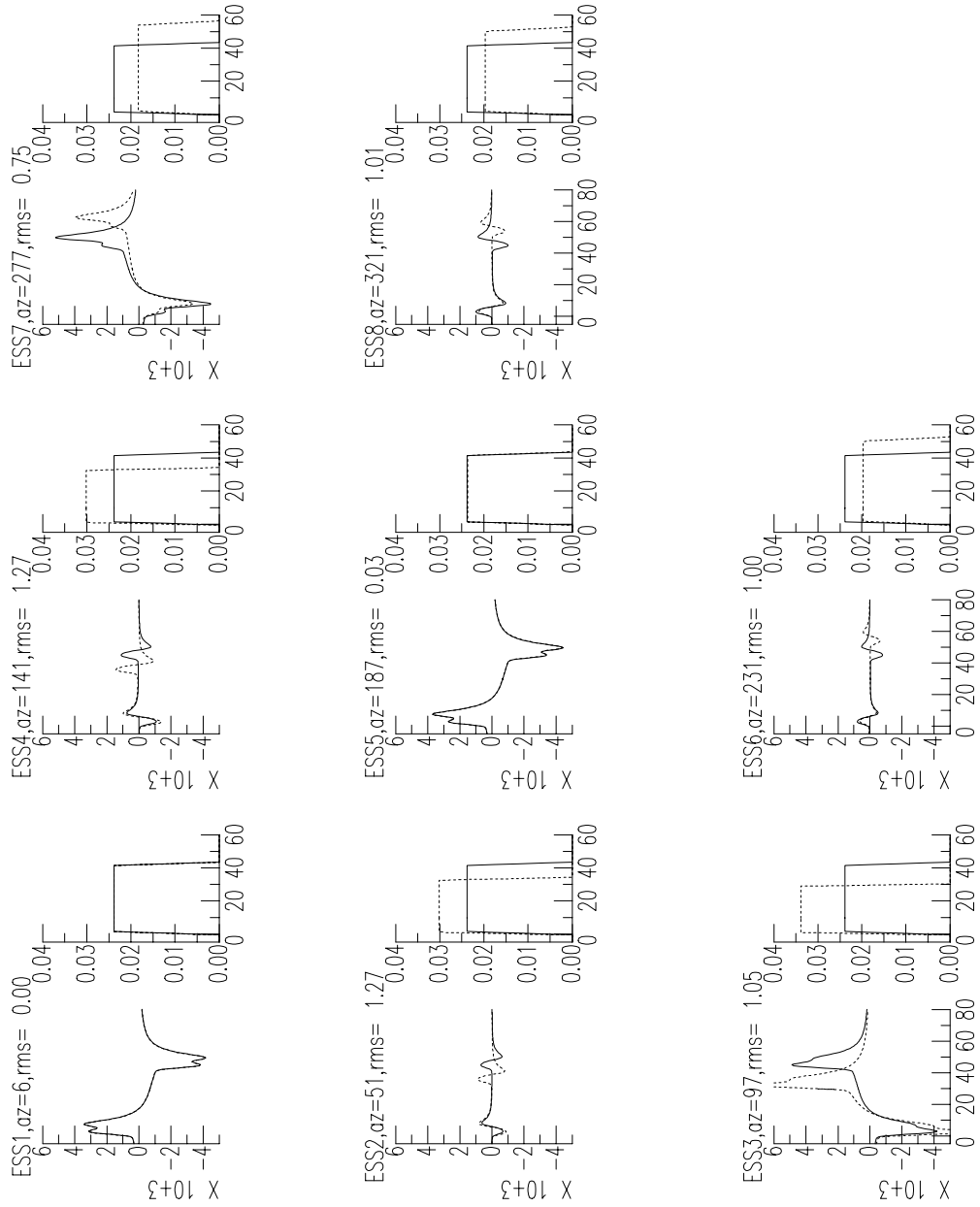


Fig B.16. Onda SH: $L=80$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

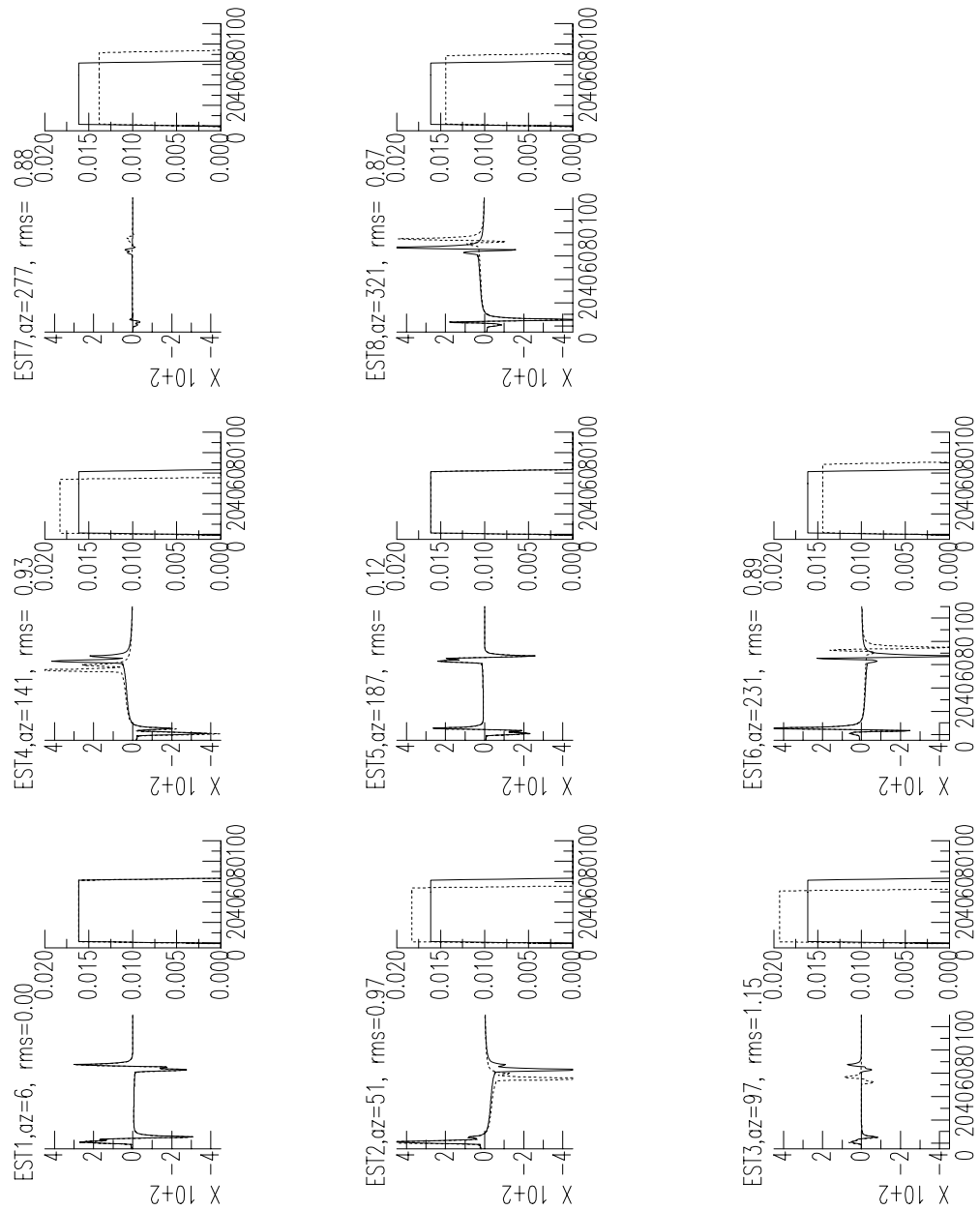


Fig B.17. Onda P: $L=120$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

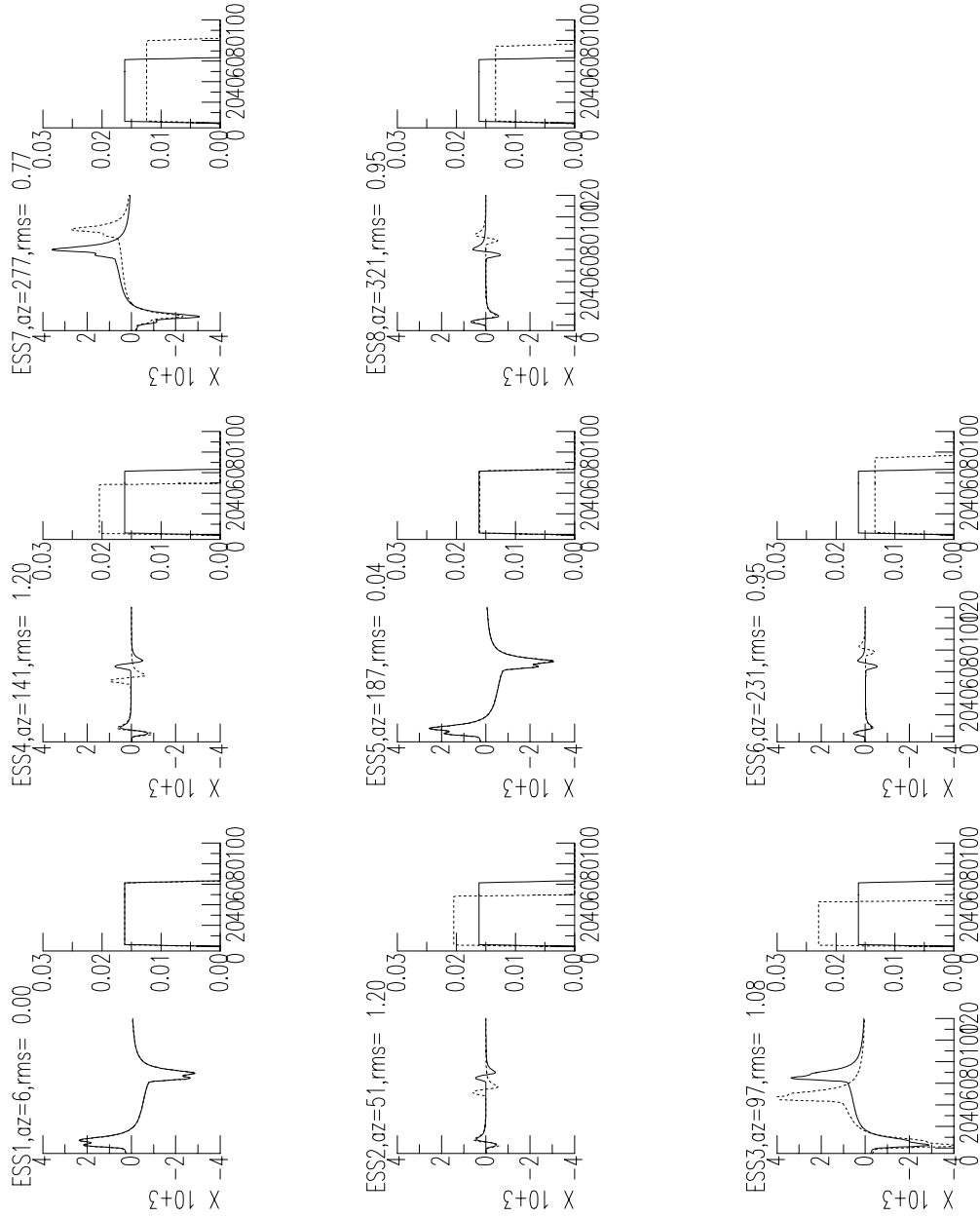


Fig B.18. Onda SH: $L=120$ km y $v_r = 2.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

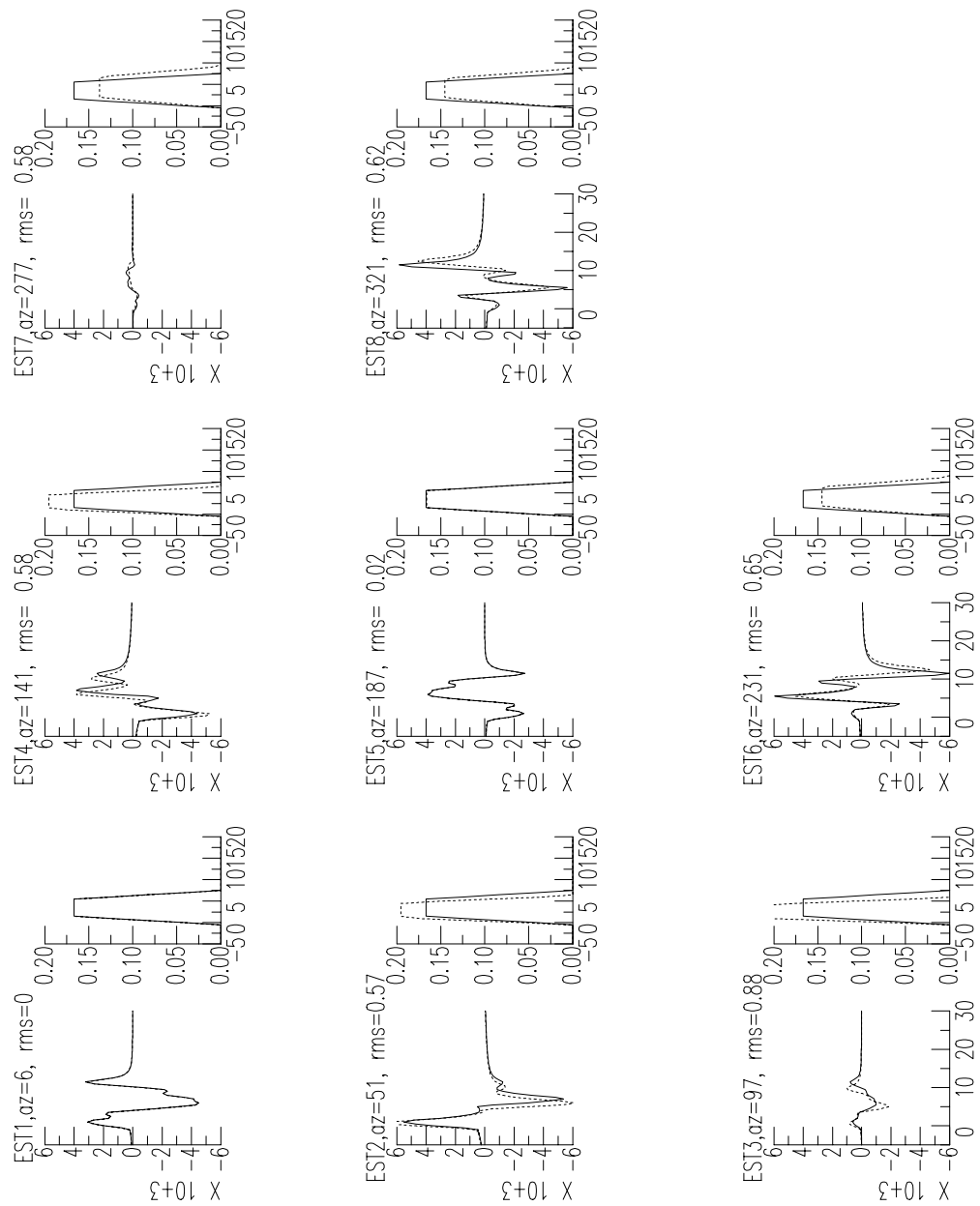


Fig B.19. Onda P: $L = 10$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

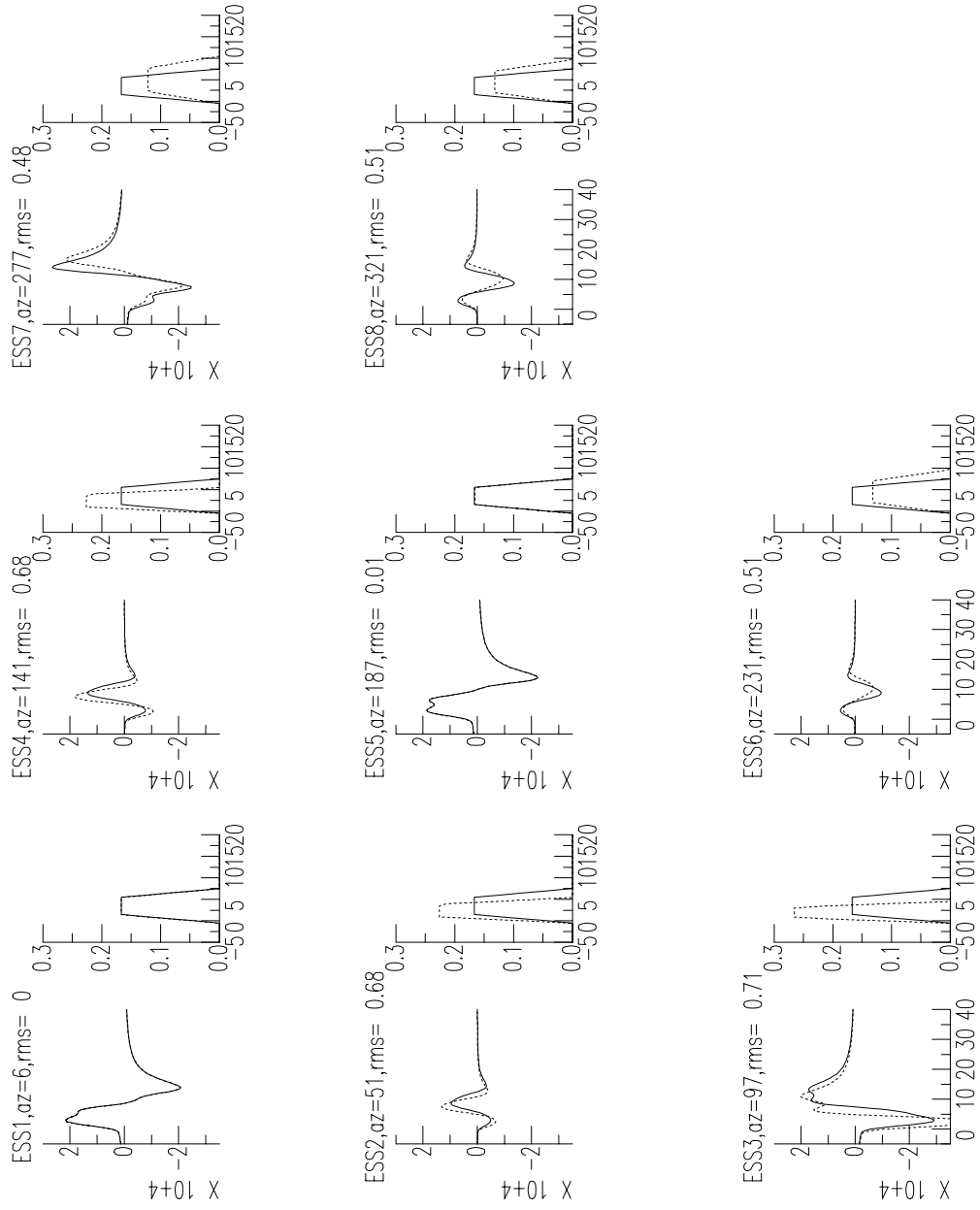


Fig B.20. Onda SH: $L = 10$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

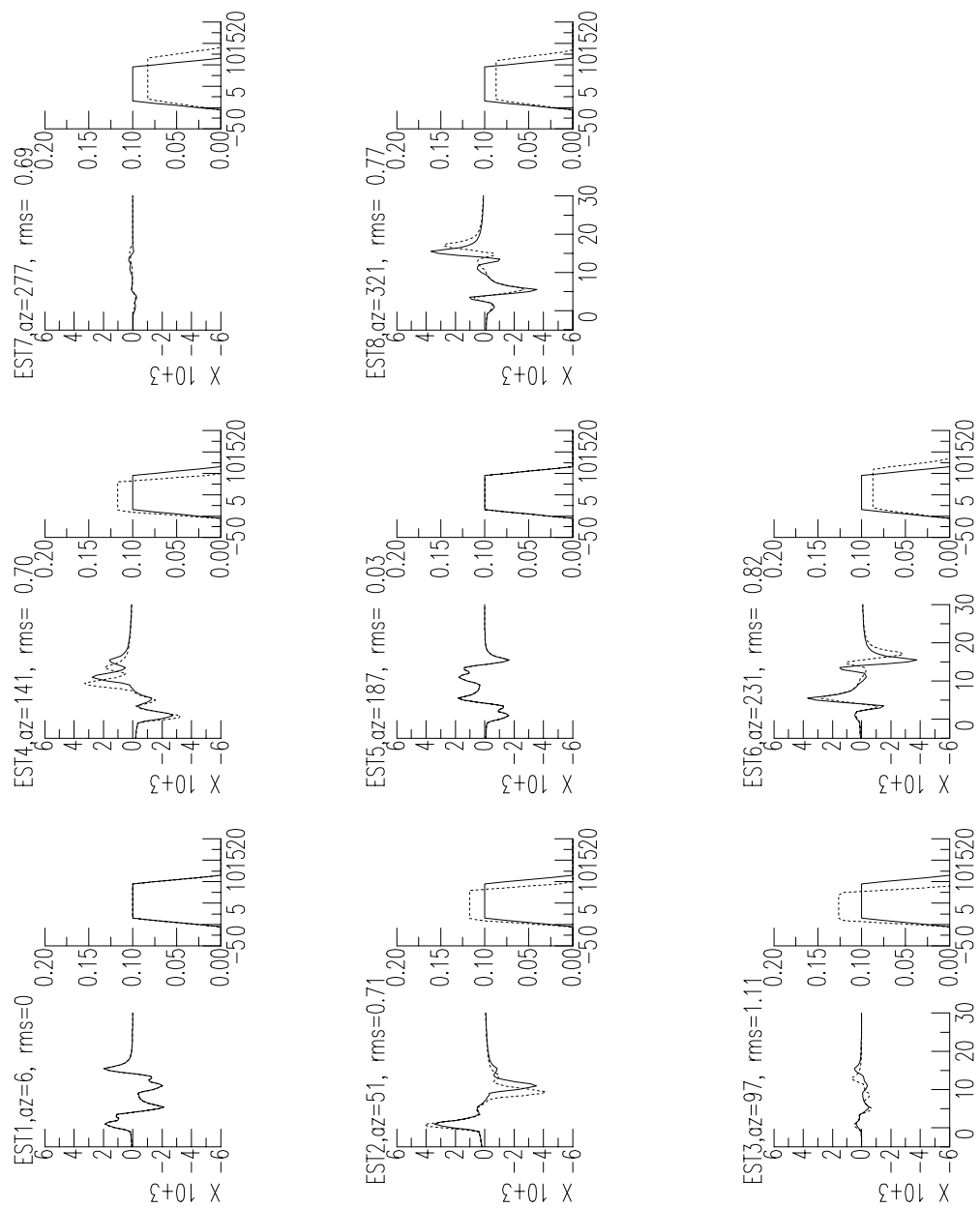


Fig B.21. Onda P: $L=20$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

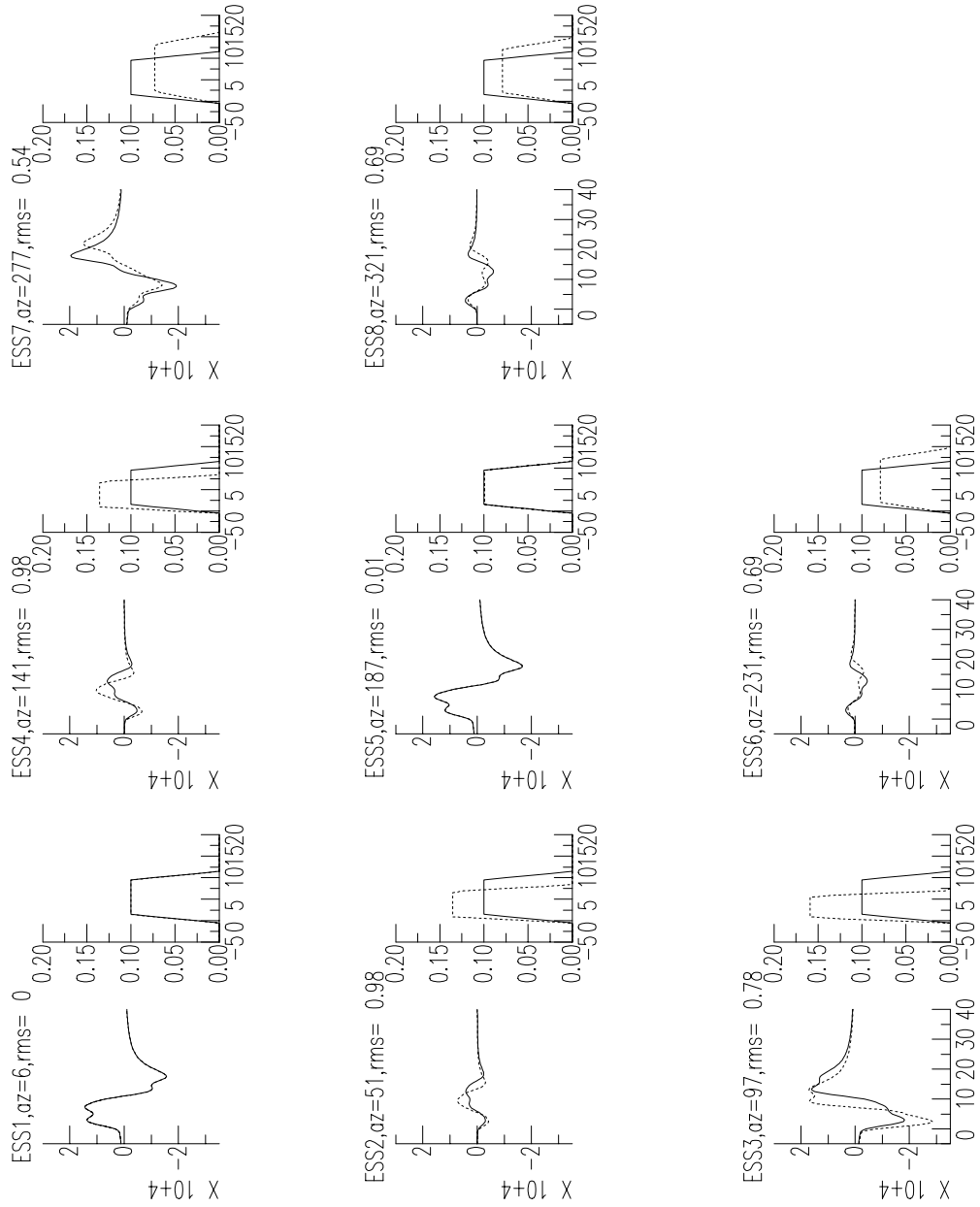


Fig B.22. Onda SH: $L=20$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

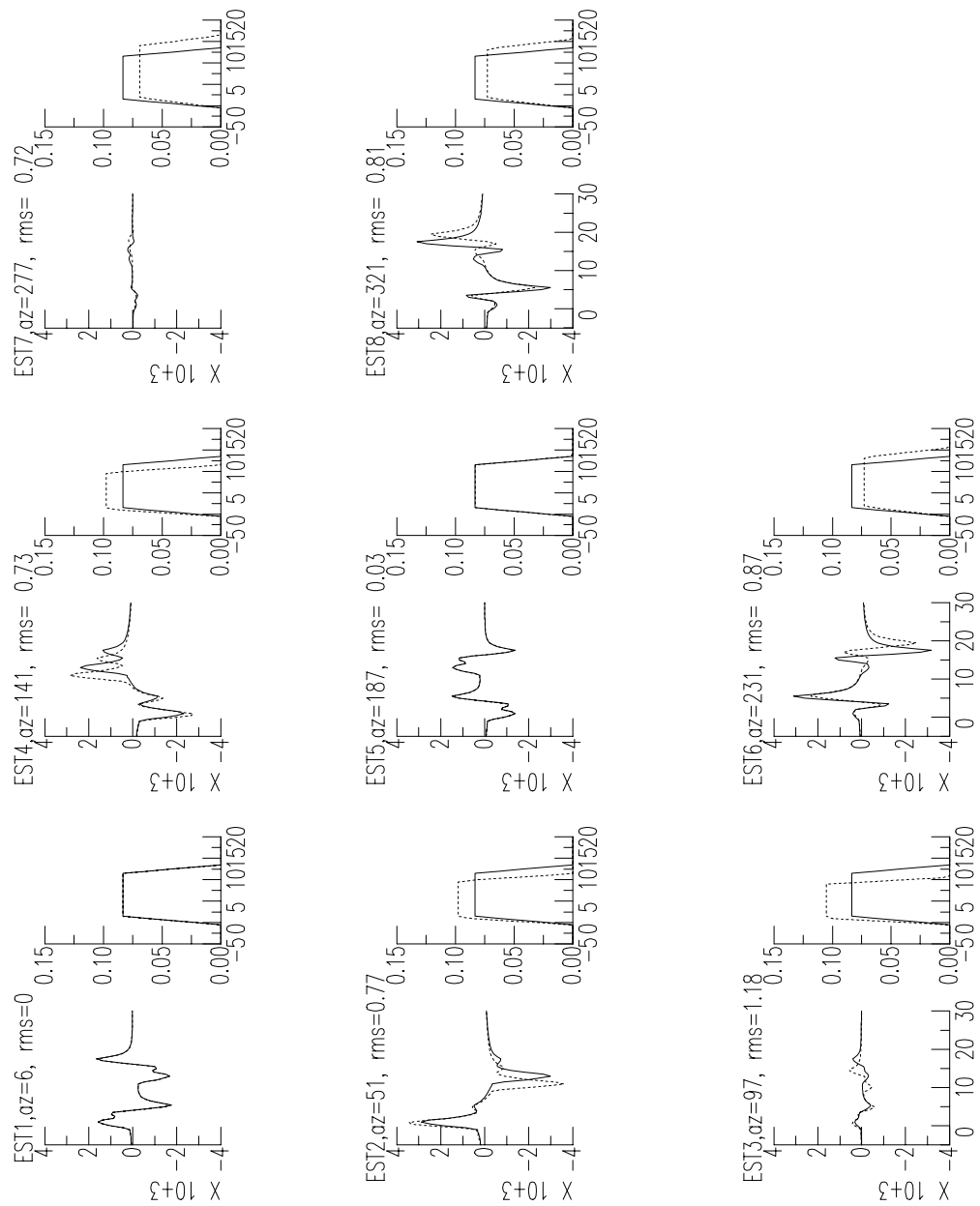


Fig B.23. Onda P: $L=25$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

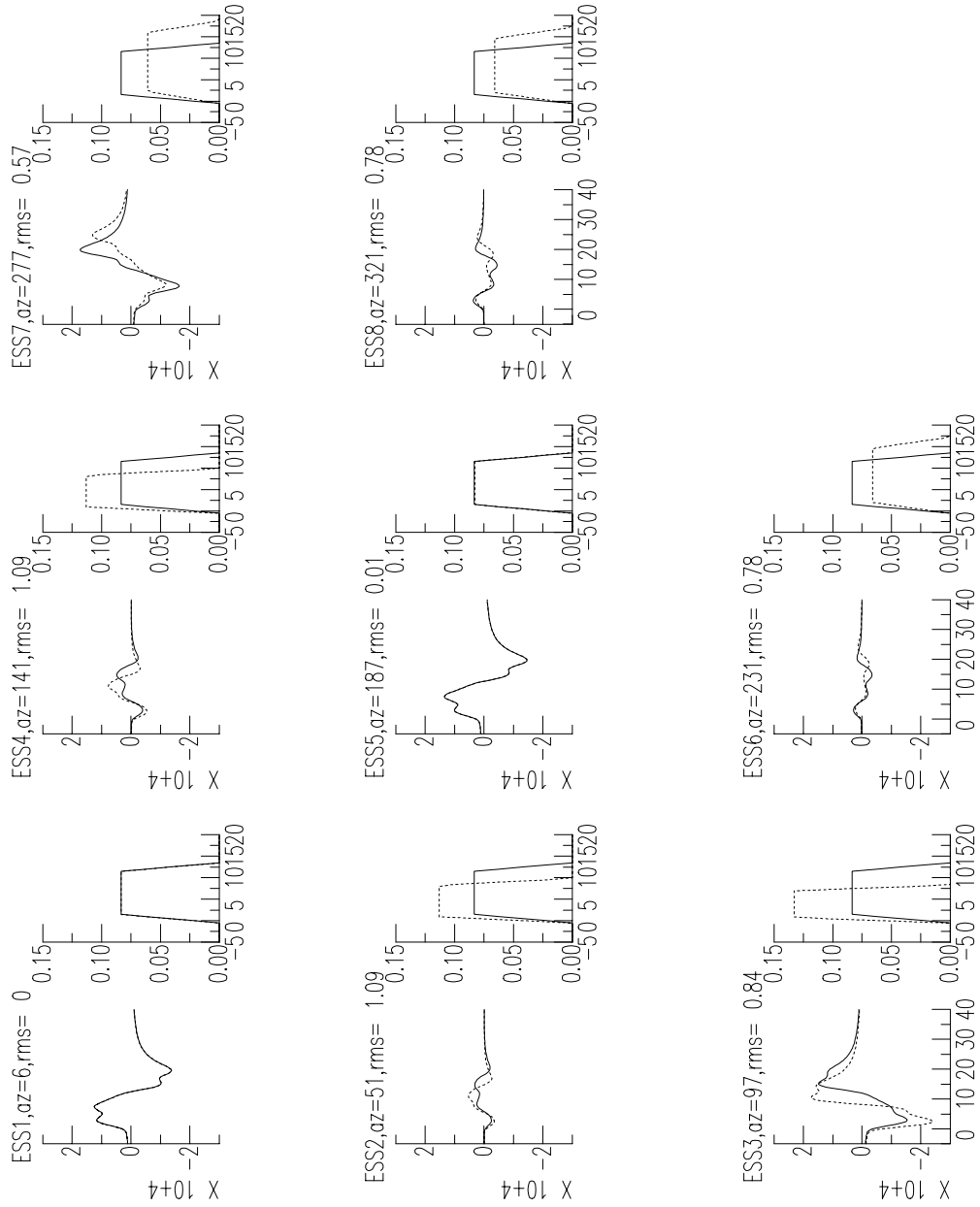


Fig B.24. Onda SH: $L=25$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

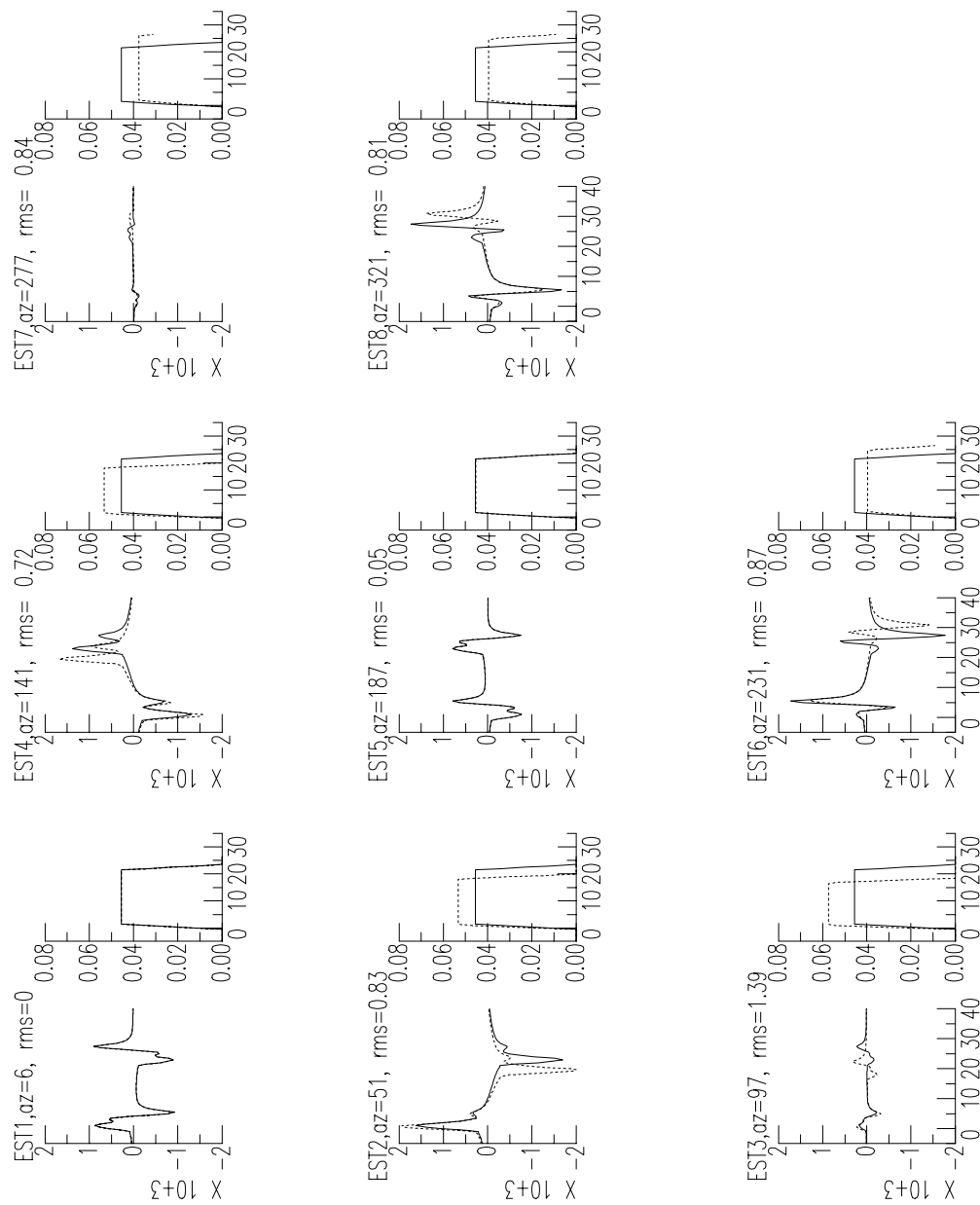


Fig B.25. Onda P: $L = 50$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

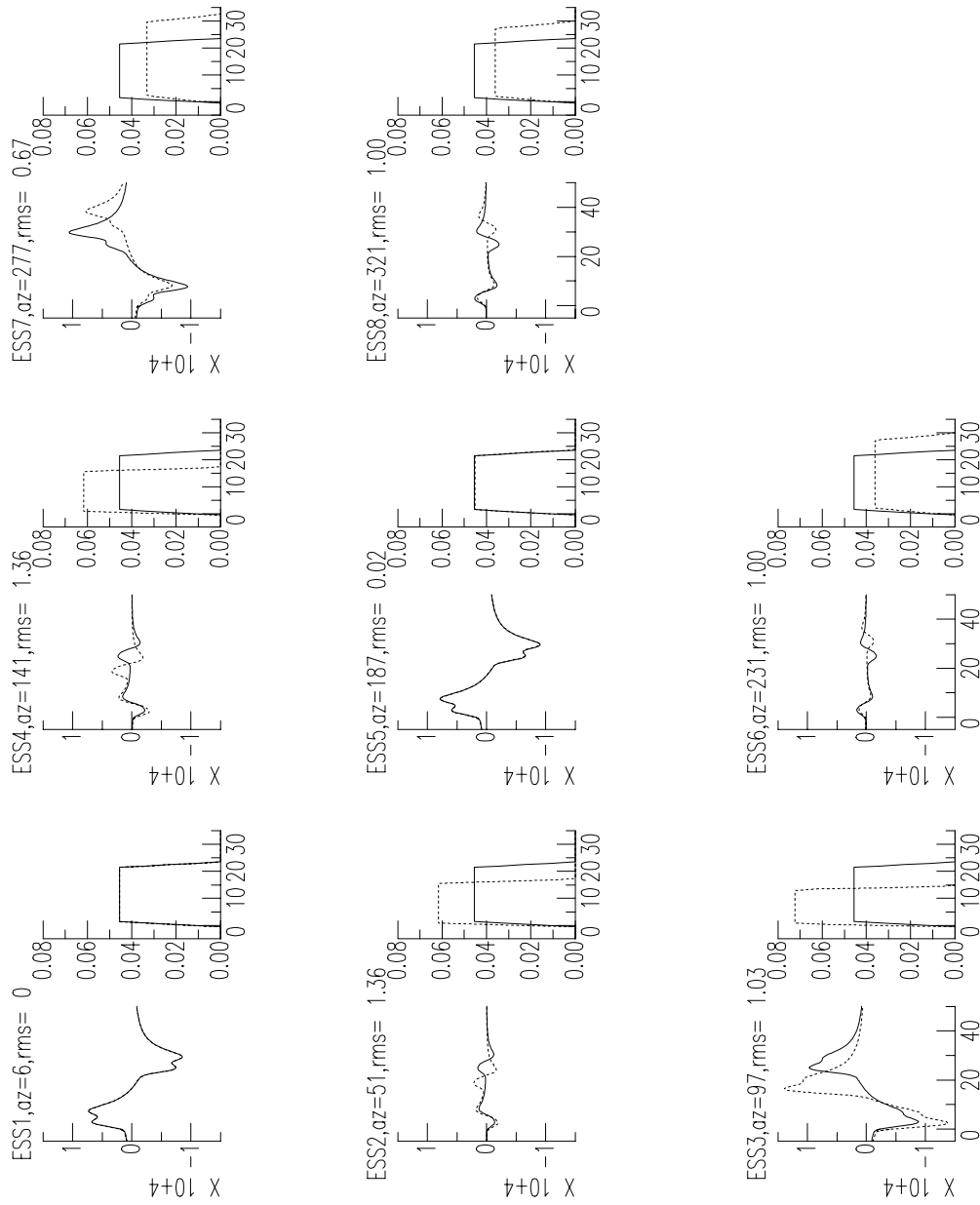


Fig B.26. Onda SH: $L= 50$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

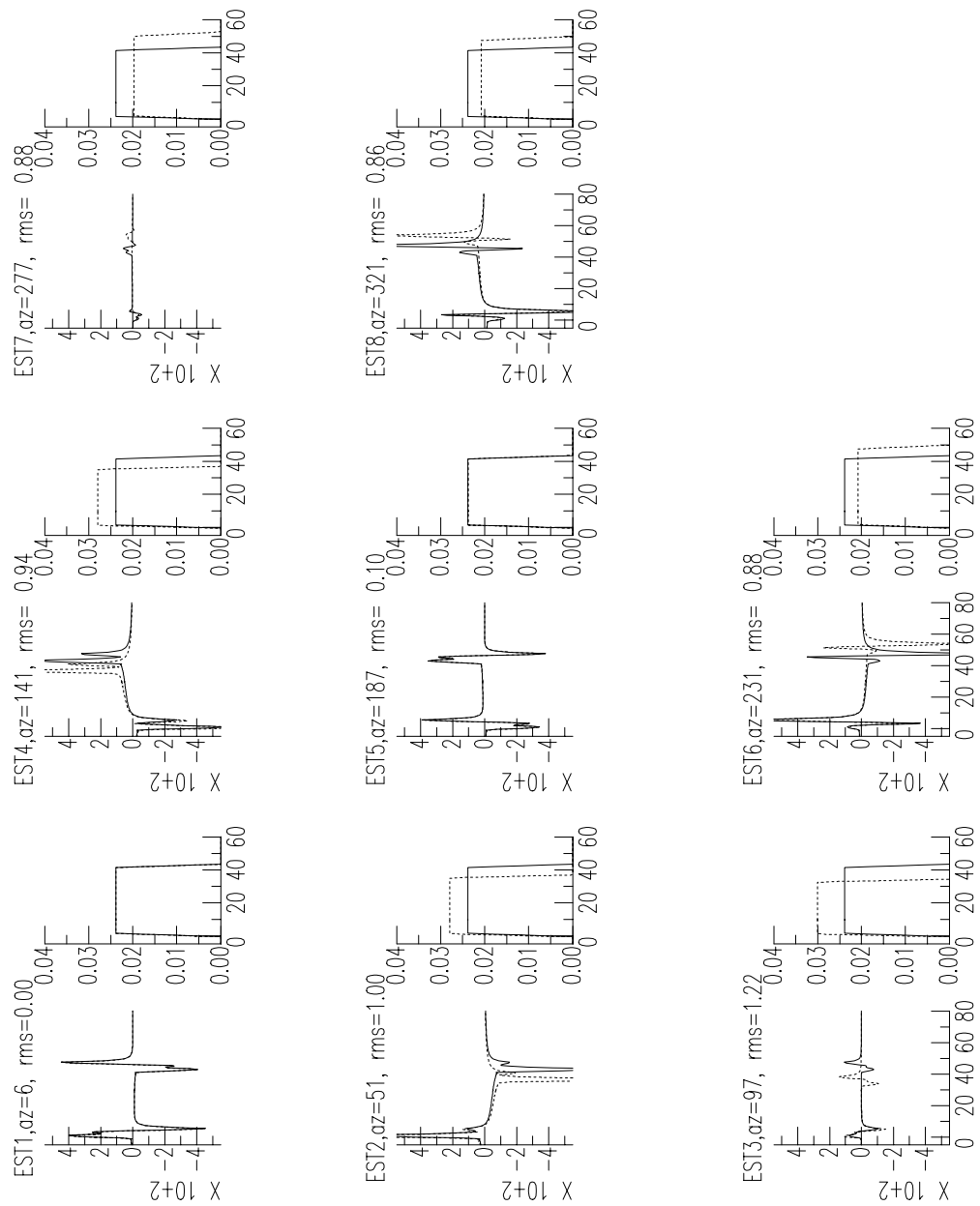


Fig B.27. Onda P: $L=100$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

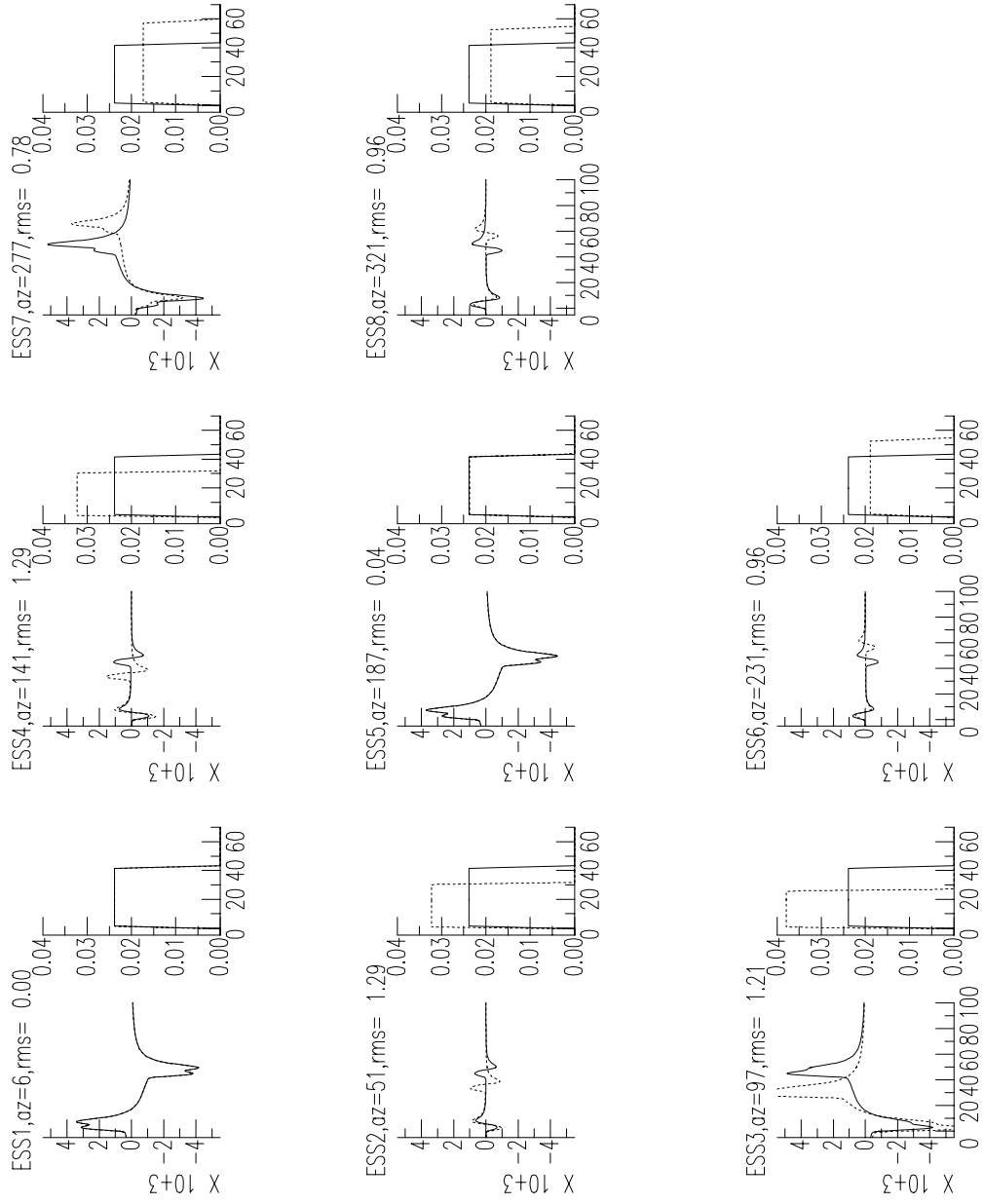


Fig B.28. Onda SH: $L= 100$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

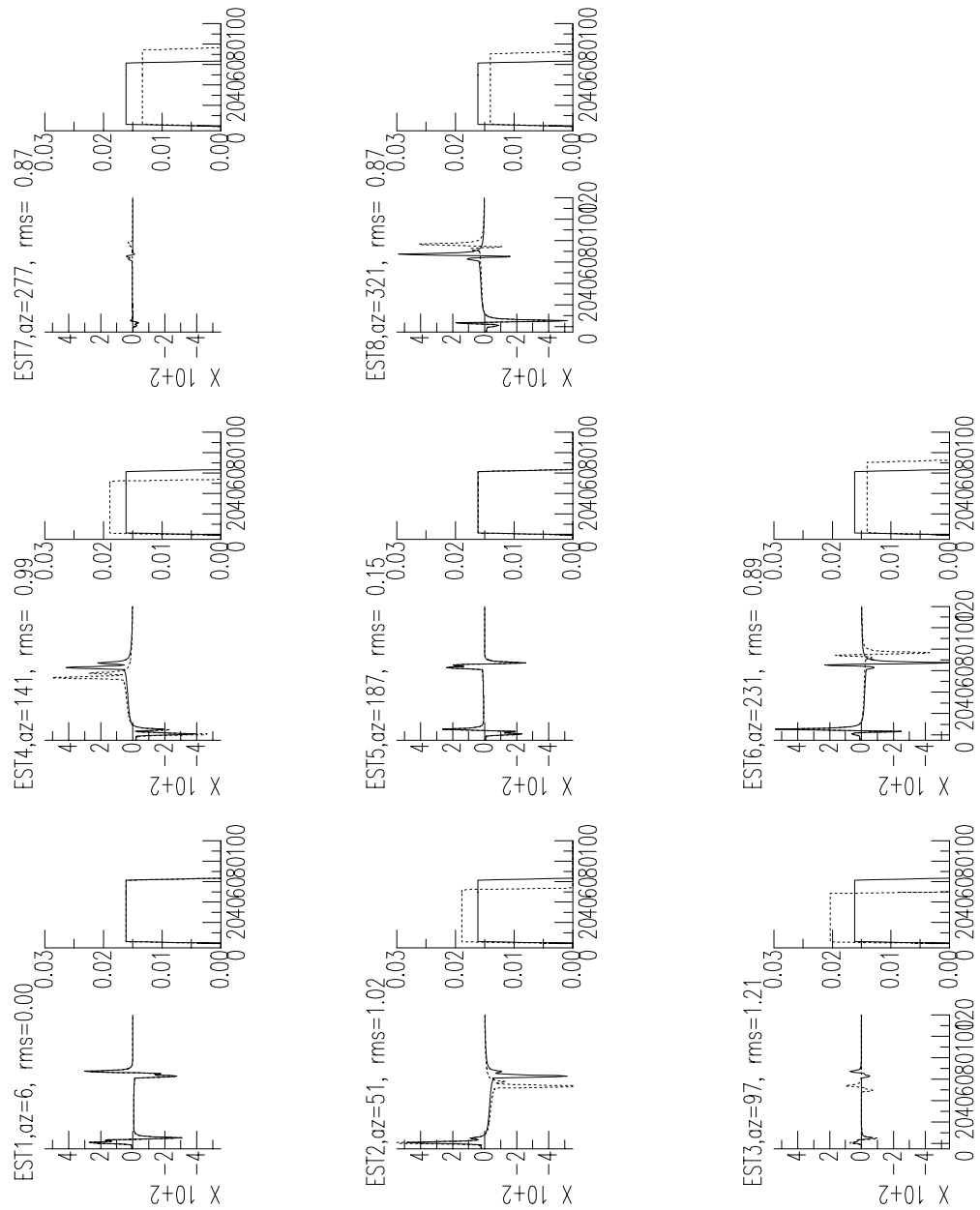


Fig B.29. Onda P: $L = 150$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

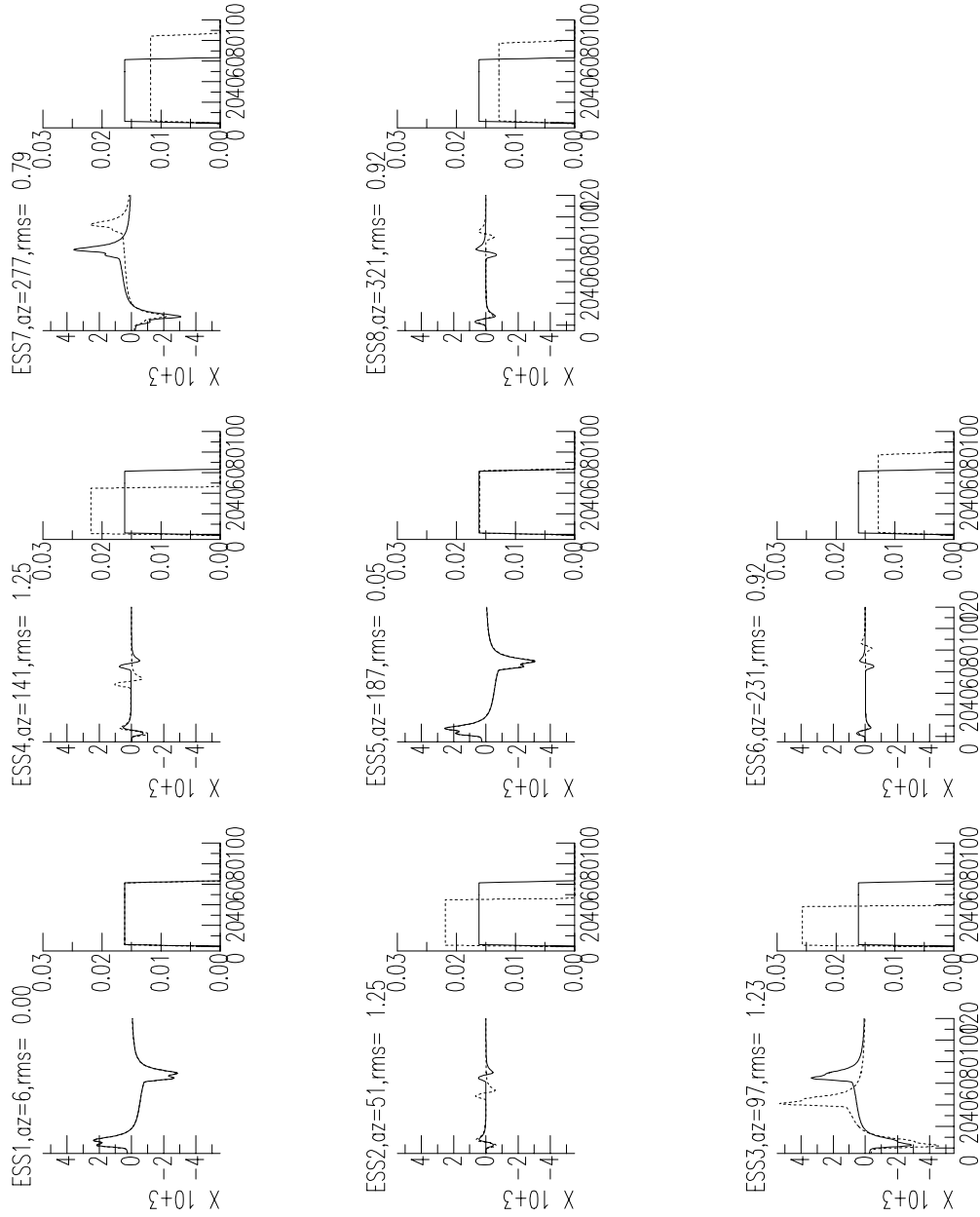


Fig B.30. Onda SH: $L=150$ km y $v_r = 2.5$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

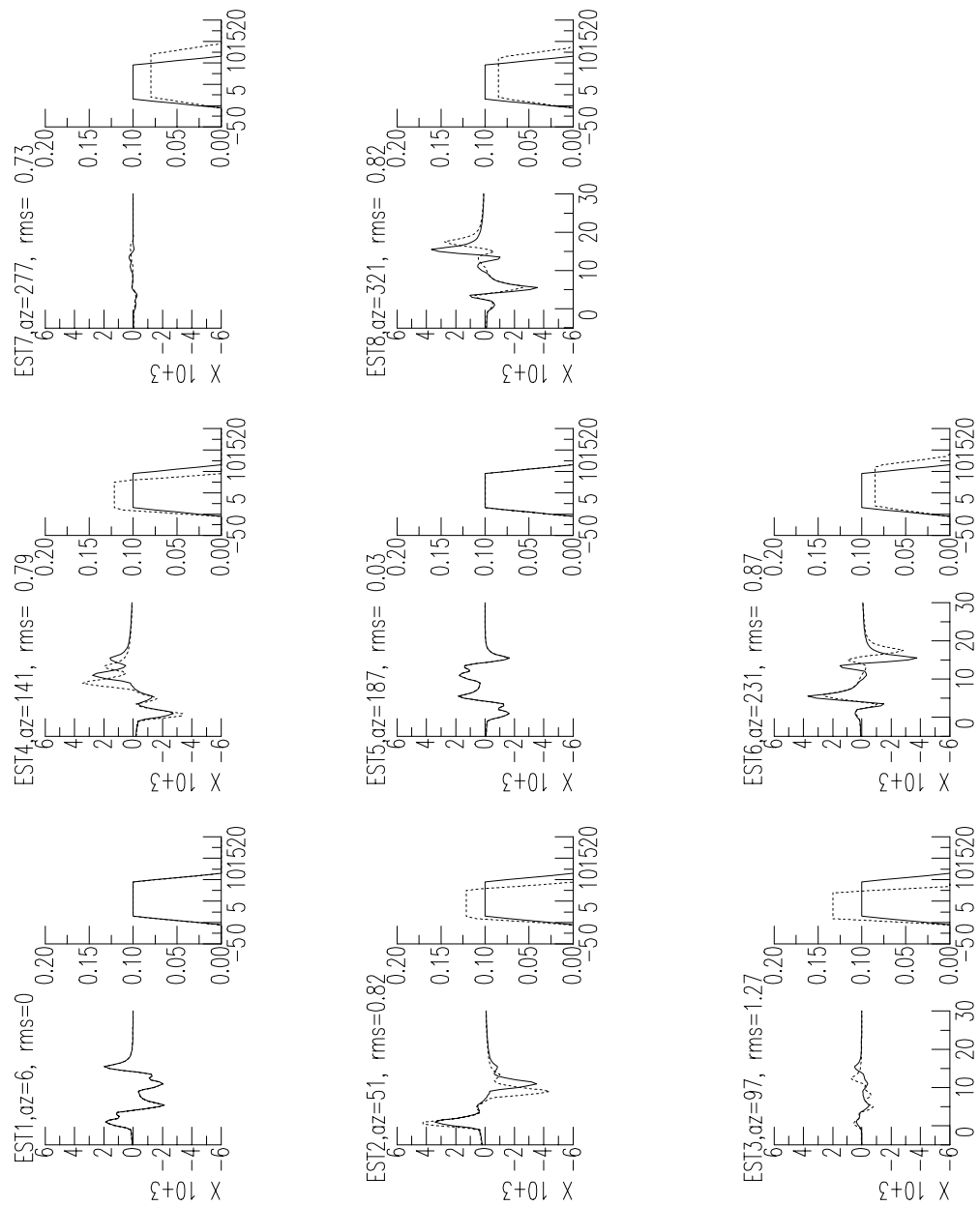


Fig B.31. Onda P: $L=24$ km y $v_r = 3.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

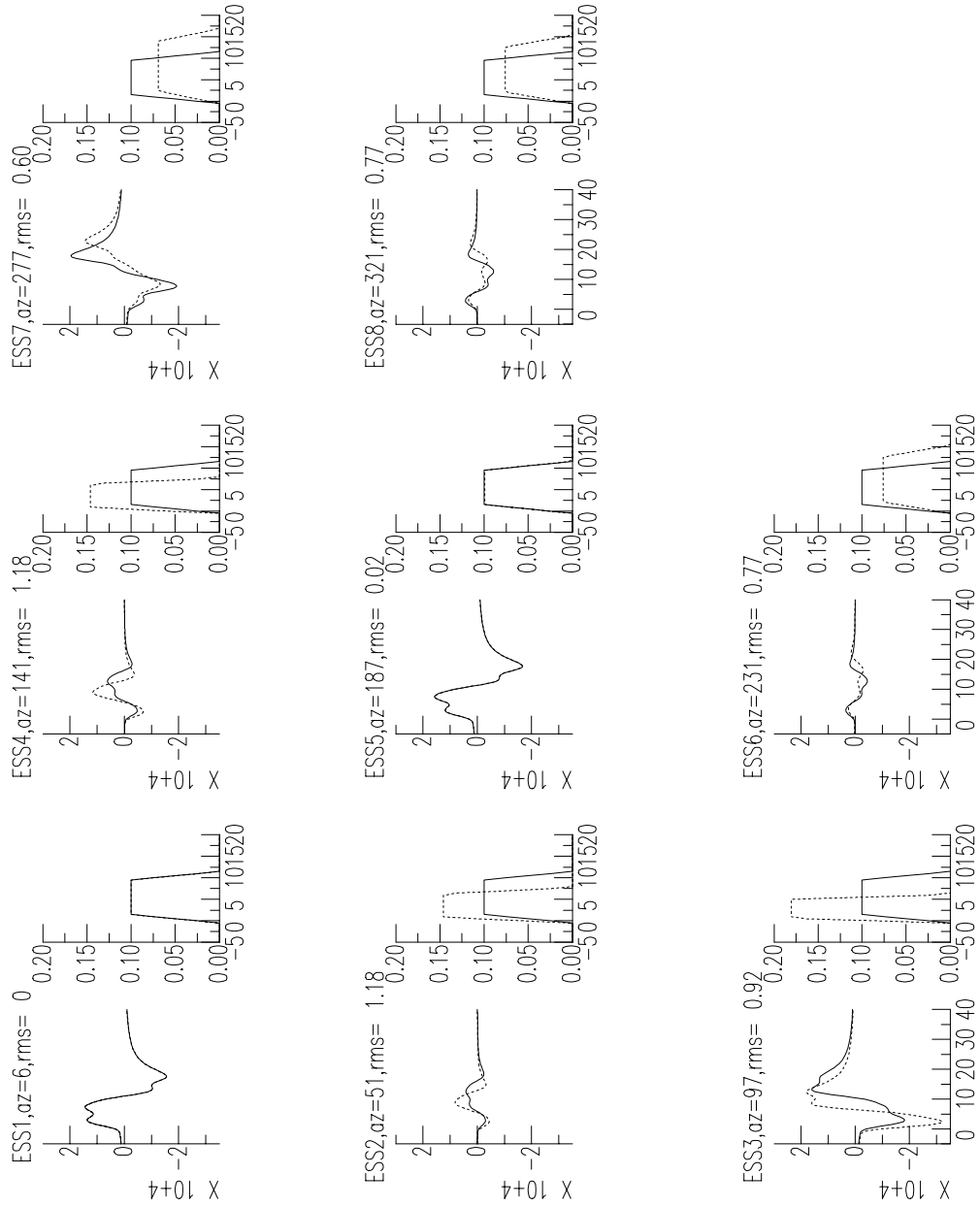


Fig B.32. Onda SH: $L = 24$ km y $v_r = 3.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

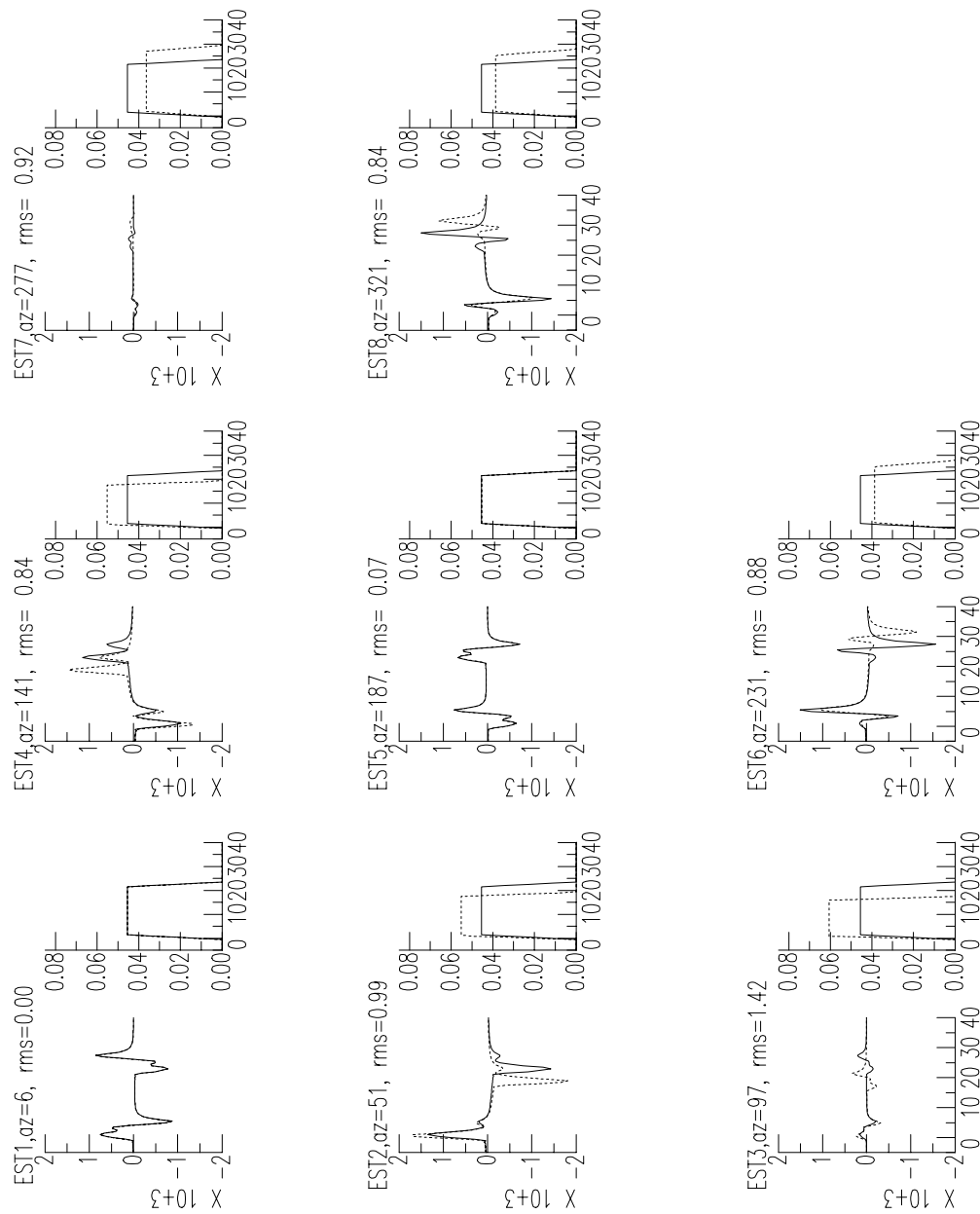


Fig B.33. Onda P: $L = 60$ km y $v_r = 3.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

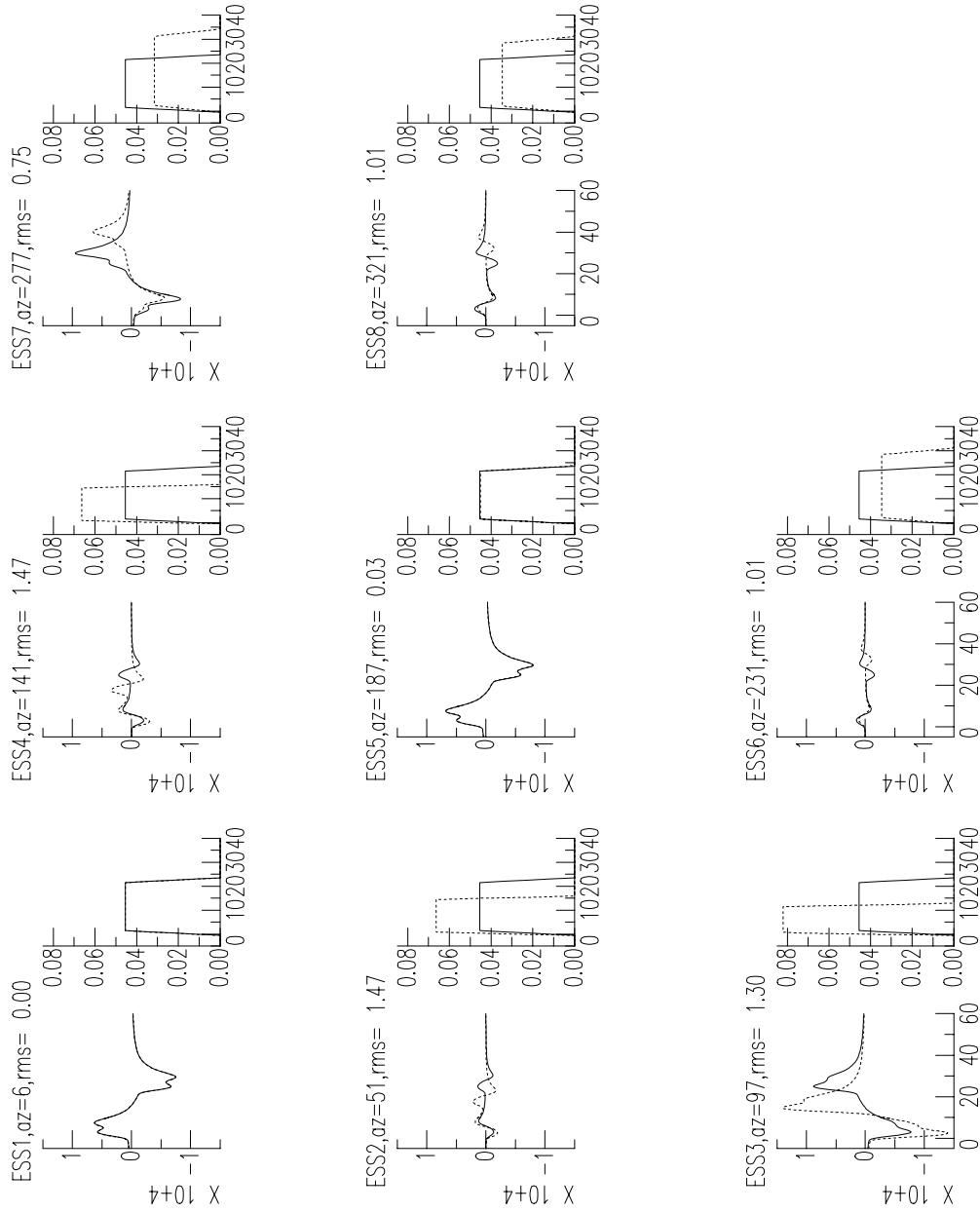


Fig B.34. Onda SH: $L=60$ km y $v_r = 3.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

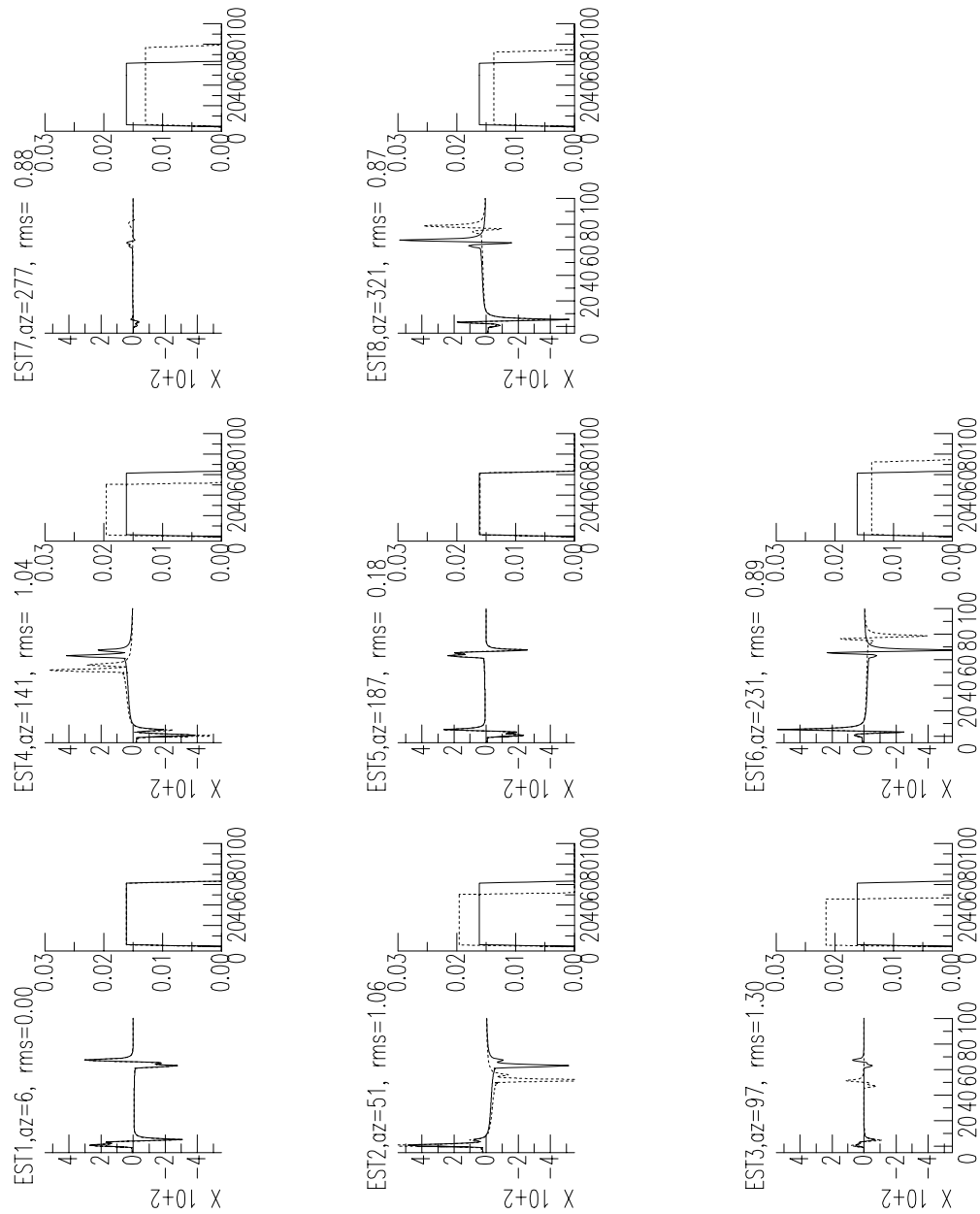


Fig B.35. Onda P: $L=180$ km y $v_r = 3.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

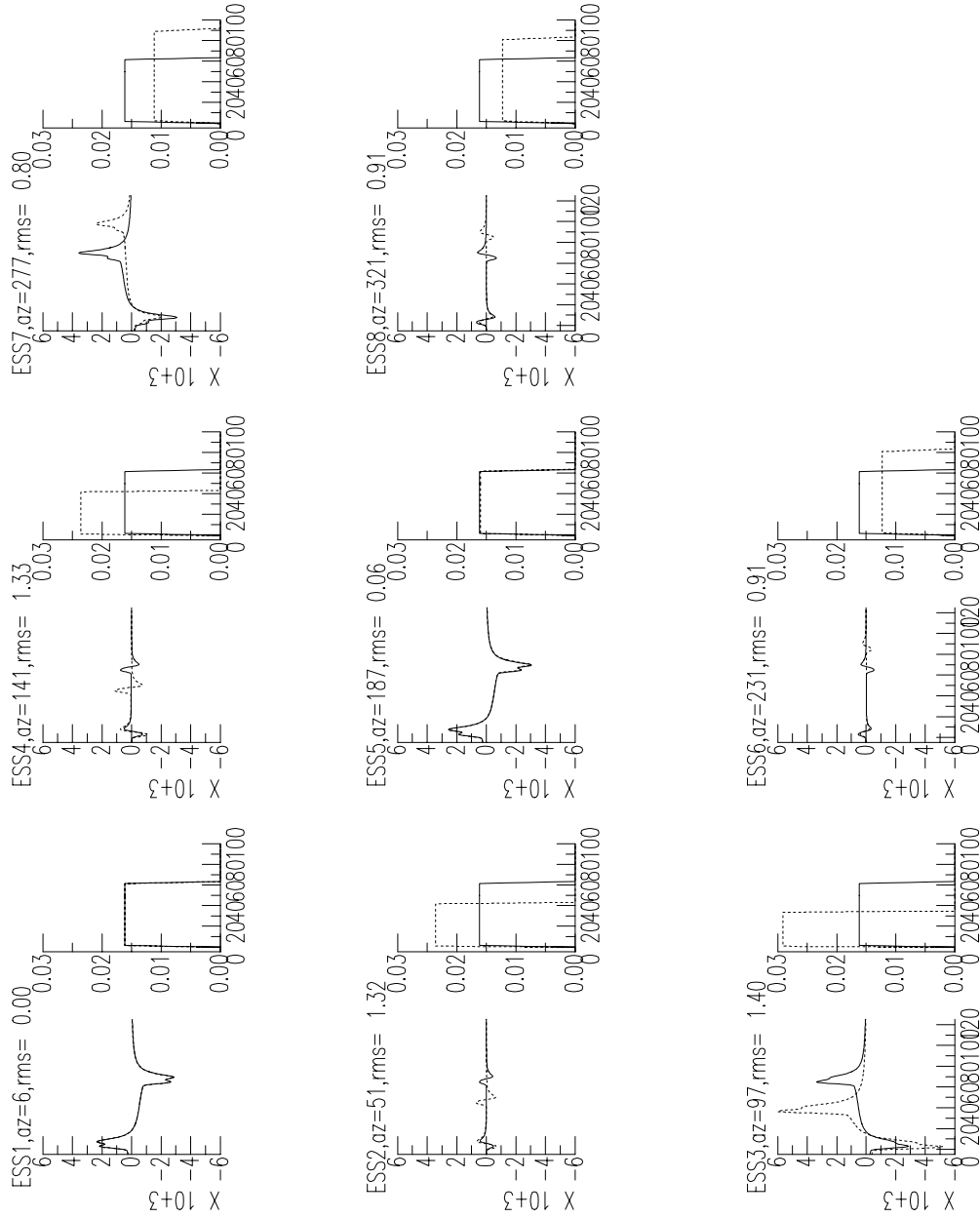


Fig B.36. Onda SH: $L=180$ km y $v_r = 3.0$ km/s. Foco puntual: trazo continuo.

Apéndice C

Se muestran a continuación, las figuras correspondientes al estudio de la función de directividad, para las ondas Rayleigh, para el terremoto del 16 de Febrero de 1998 en la Dorsal Atlántica. En primer lugar, se presenta para cada pareja de estaciones, las figuras con el desplazamiento para las ondas LR, los espectros de amplitudes y la función de directividad. Después, se tienen las figuras, también para cada pareja, con la función de directividad observada y calculada.

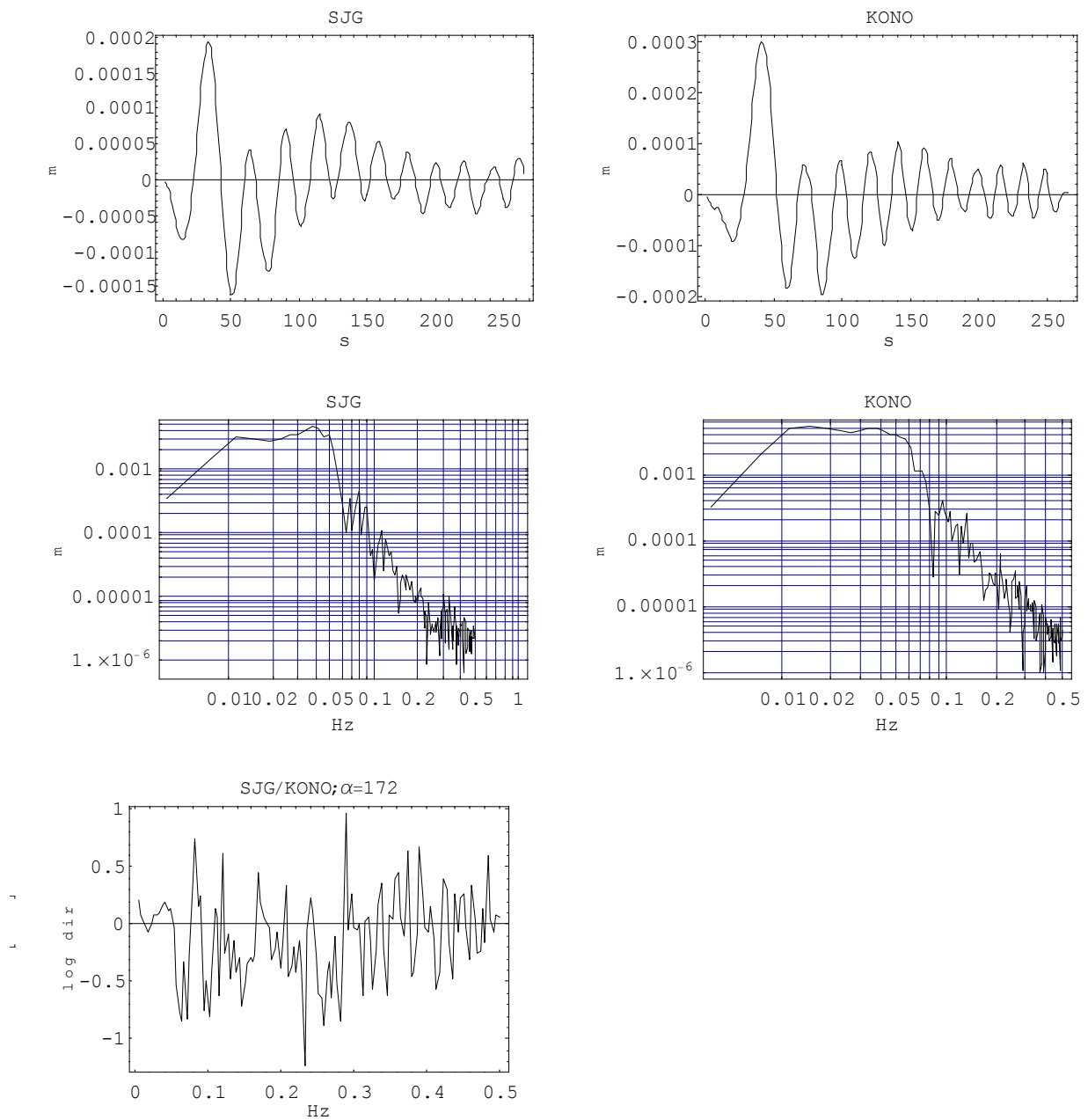


Fig.C.1. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones SJG y KONO.

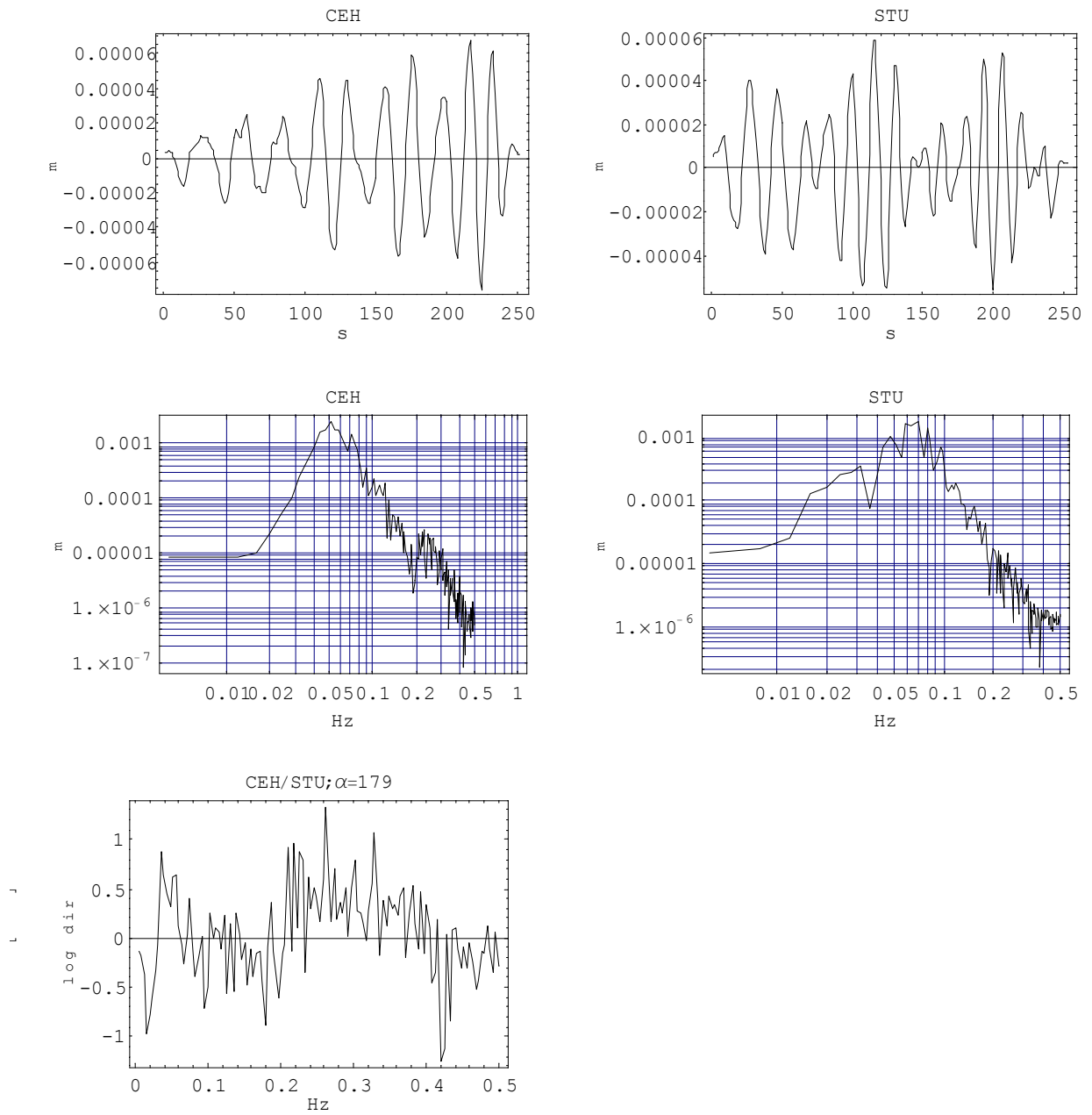


Fig.C.2. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones CEH y STU.

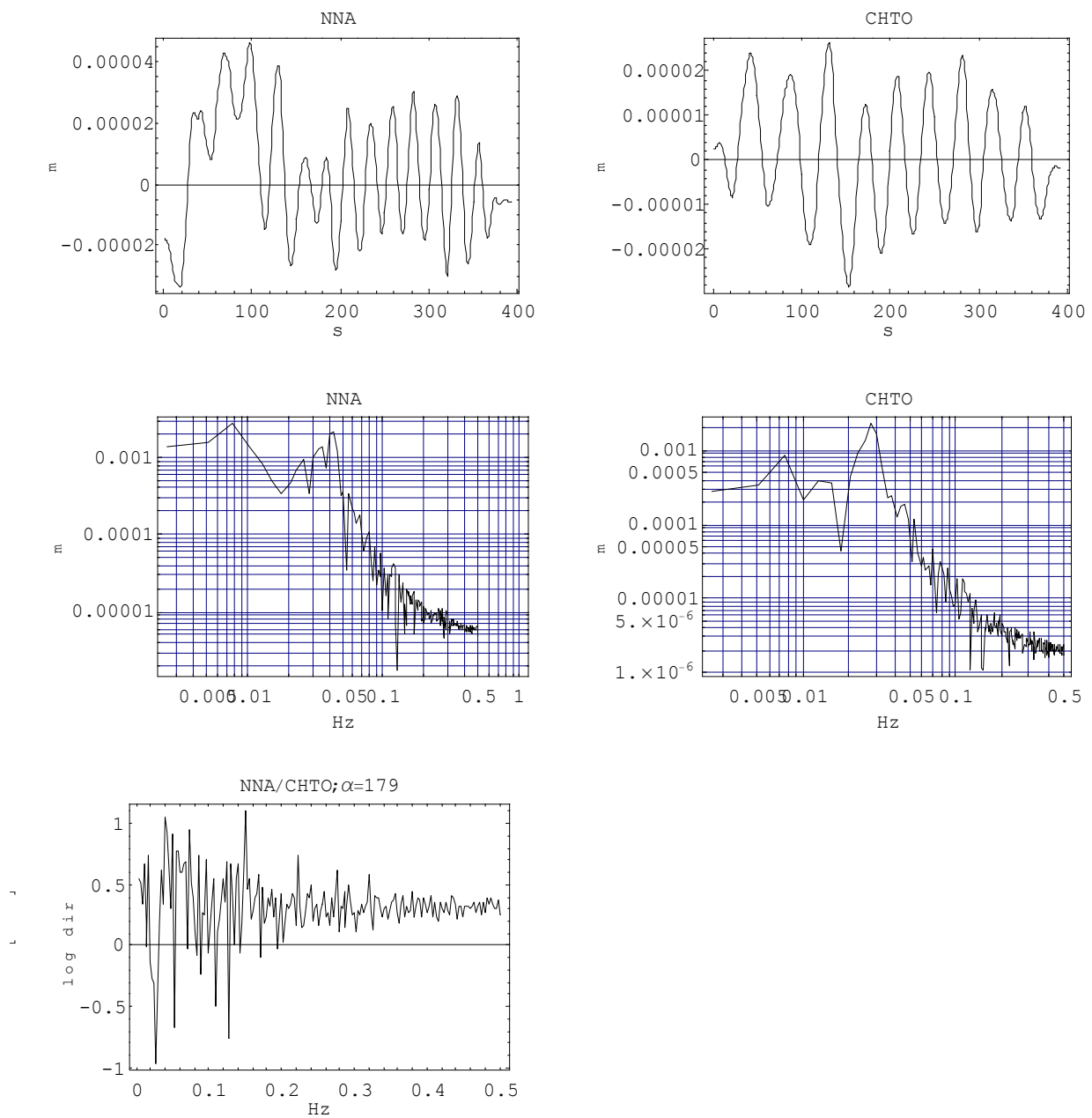


Fig.C.3. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones NNA y CHTO.

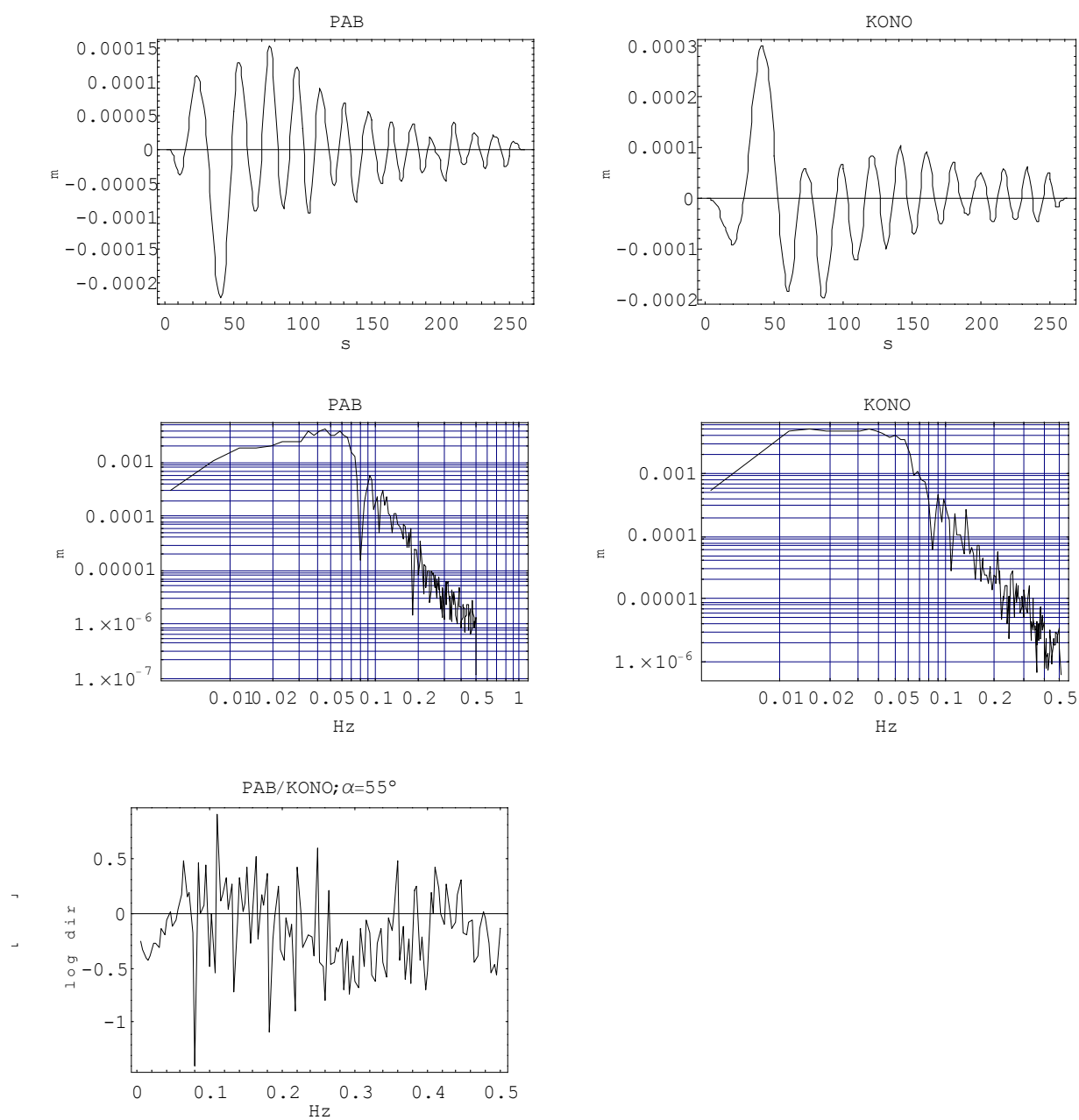


Fig.C.4. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones PAB y KONO.

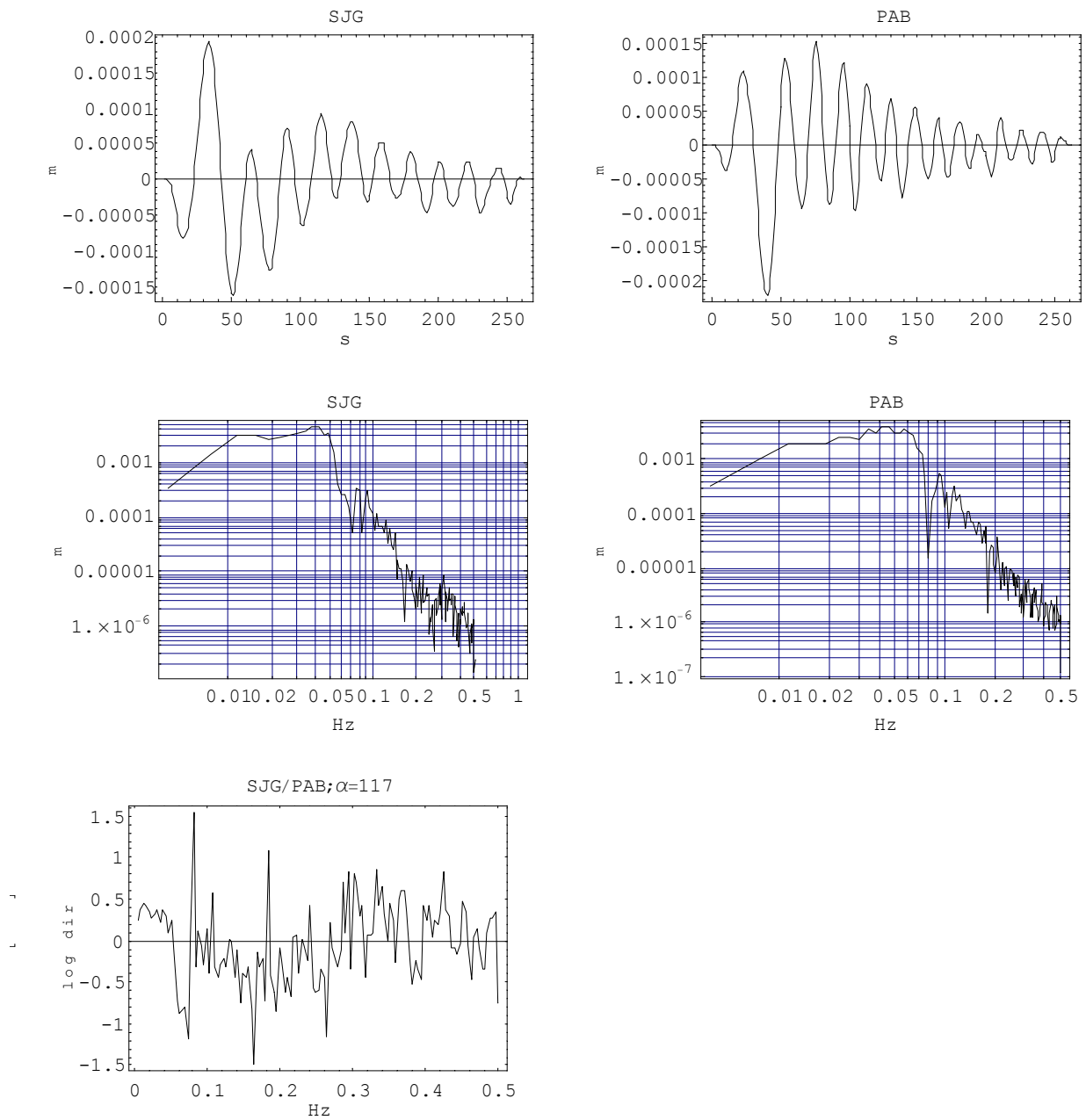


Fig.C.5. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones SJG y PAB.

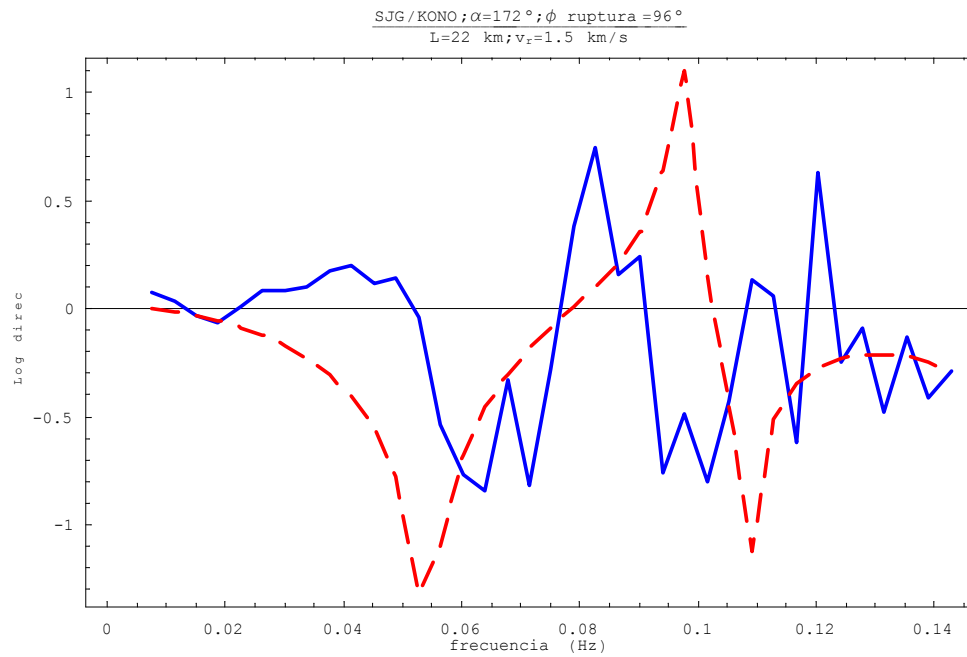


Fig.C.6. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones SJG y KONO.

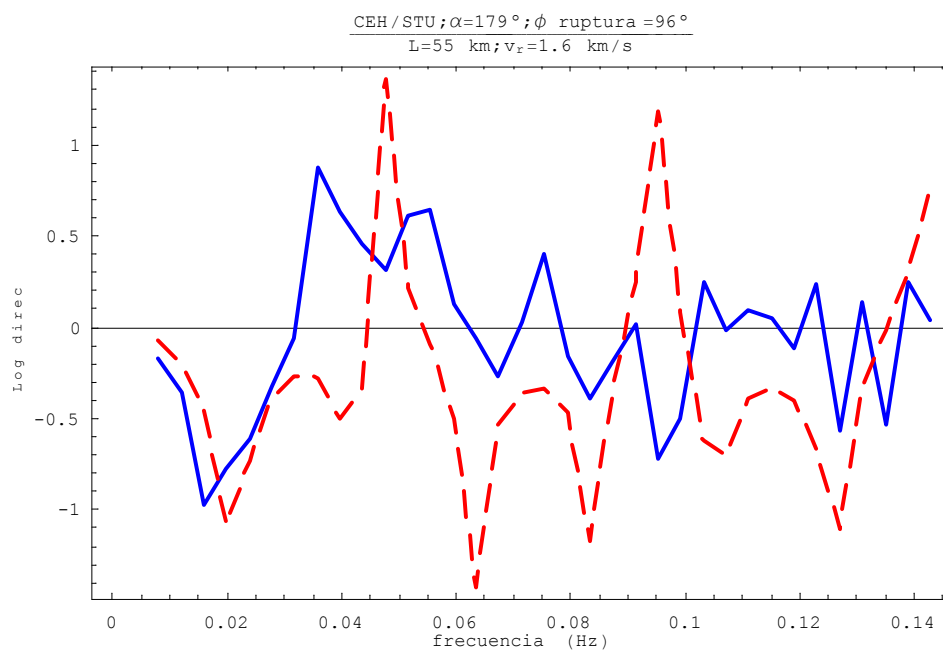


Fig.C.7. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones CEH y STU.

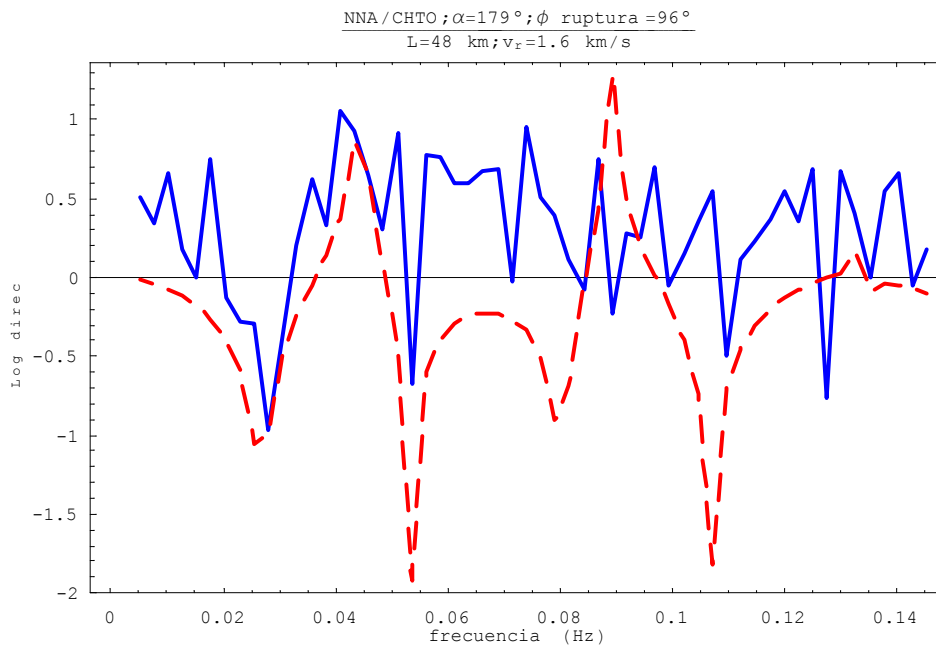


Fig.C.8. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones NNA y CHTO.

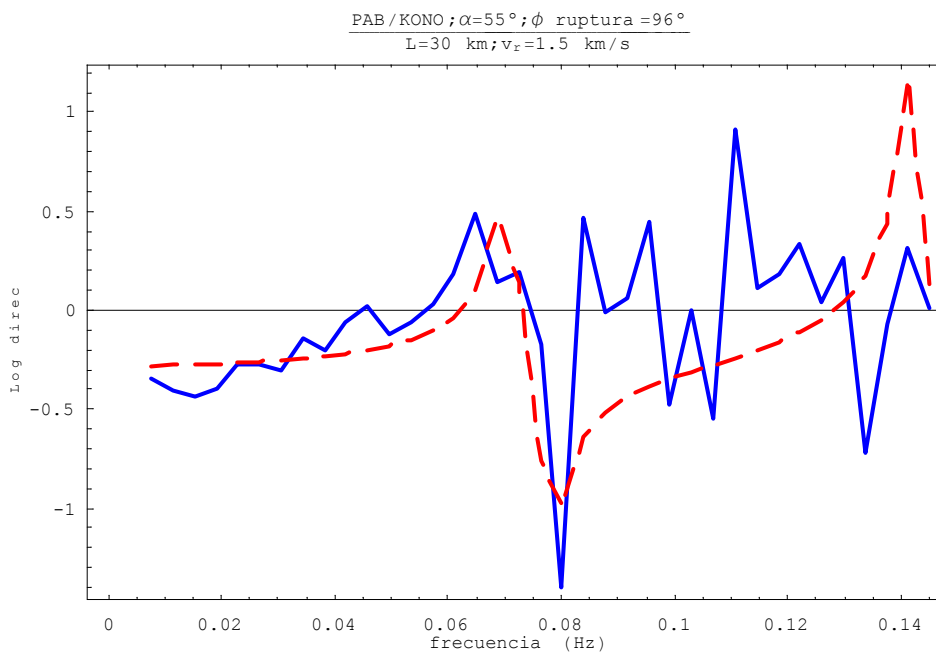


Fig.C.9. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones PAB y KONO.

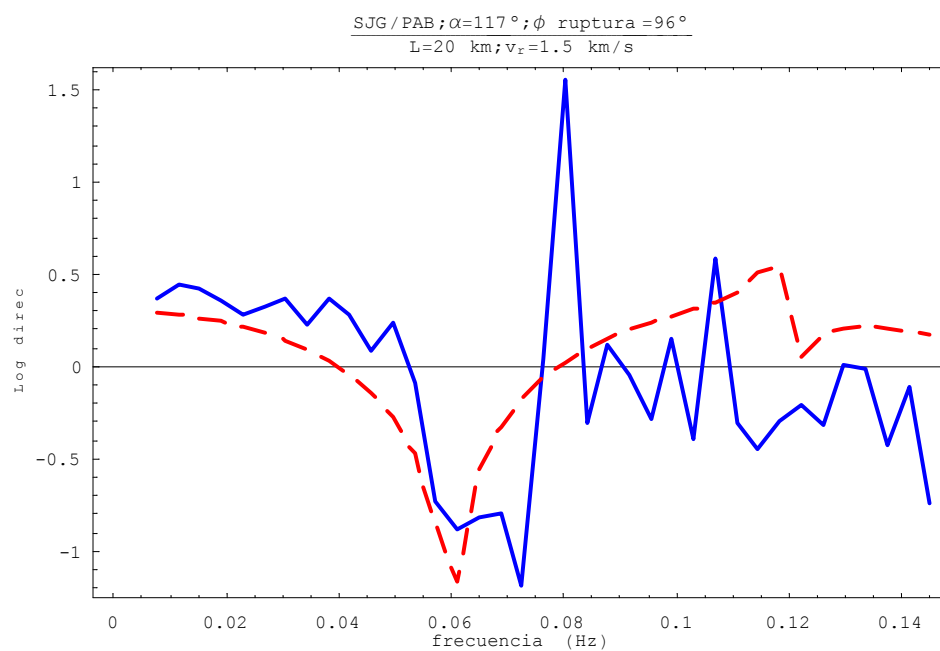


Fig.C.10. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones SJG y PAB.

Apéndice D

A continuación se muestran las figuras correspondientes al estudio de la función de directividad, para las ondas Rayleigh, para el terremoto de Izmit (Turquía) del 17 de Agosto de 1999. Se muestran el logaritmo de la función de directividad para cada pareja seleccionada, junto a los registros de la componente vertical del desplazamiento para las ondas LR (es decir, el registro deconvolucionado con la respuesta instrumental) y el espectro de amplitudes correspondiente. Se indica además en cada figura el valor del ángulo acimutal entre ellas (α).

Además, para cada pareja de estaciones, se muestra el logaritmo de la función de directividad observada (trazo continuo) y el de la calculada que mejor se ajusta (trazo discontinuo), indicándose los valores de la longitud y de la velocidad de propagación ruptura correspondientes.

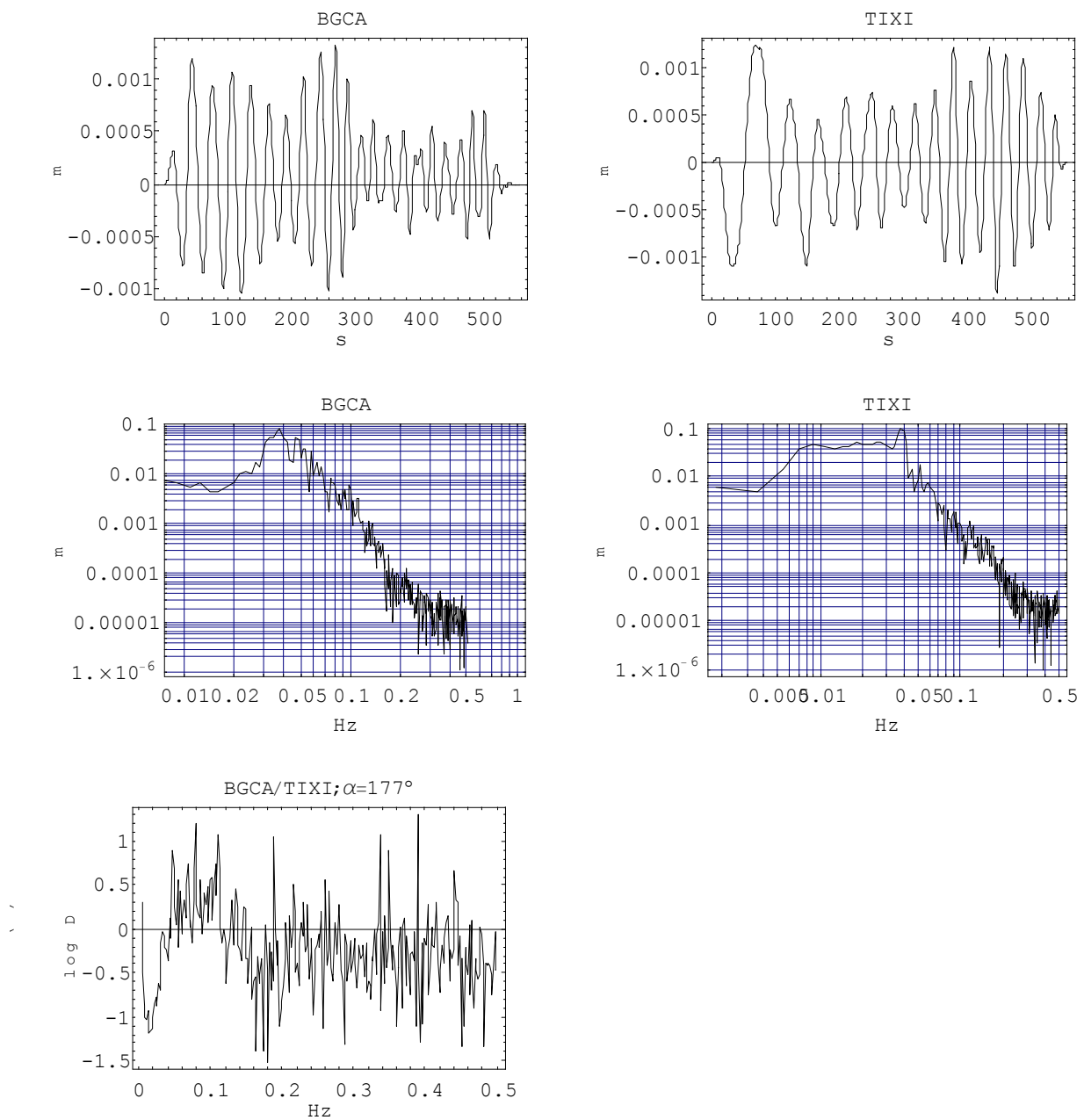


Fig.D.1. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones BGCA y TIXI.

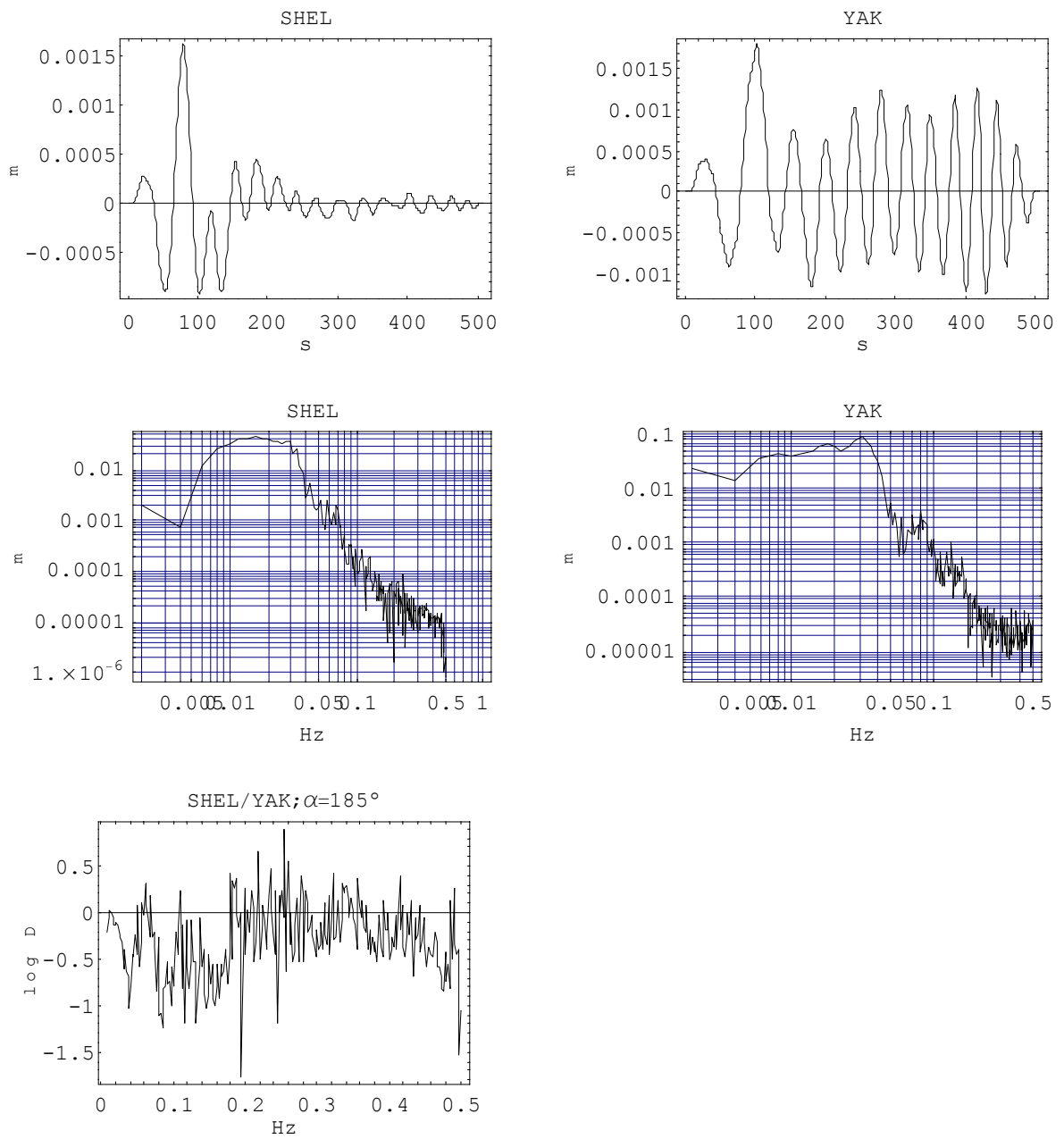


Fig.D.2. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones SHEL y YAK.

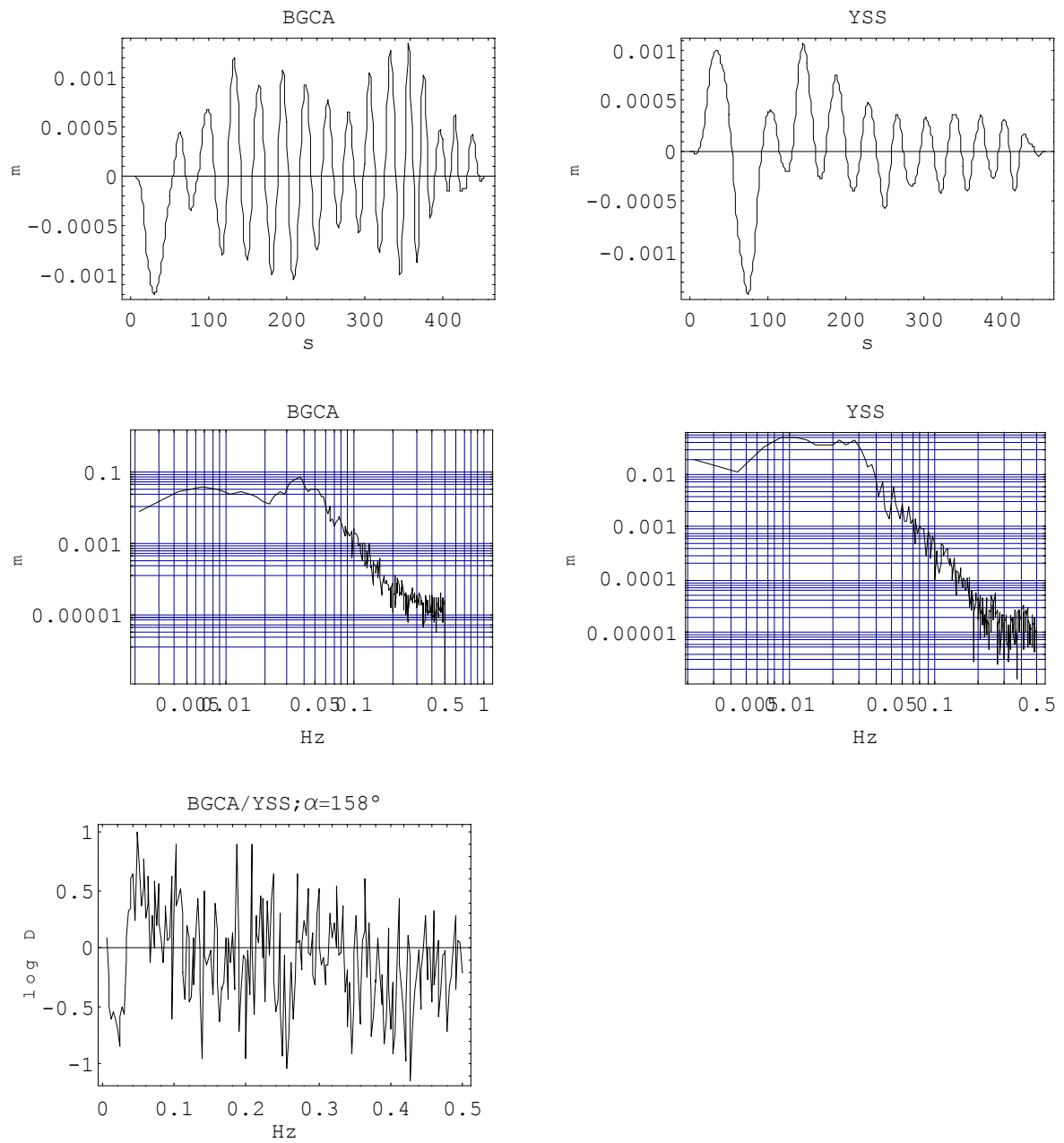


Fig.D.3. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones BGCA y YSS.

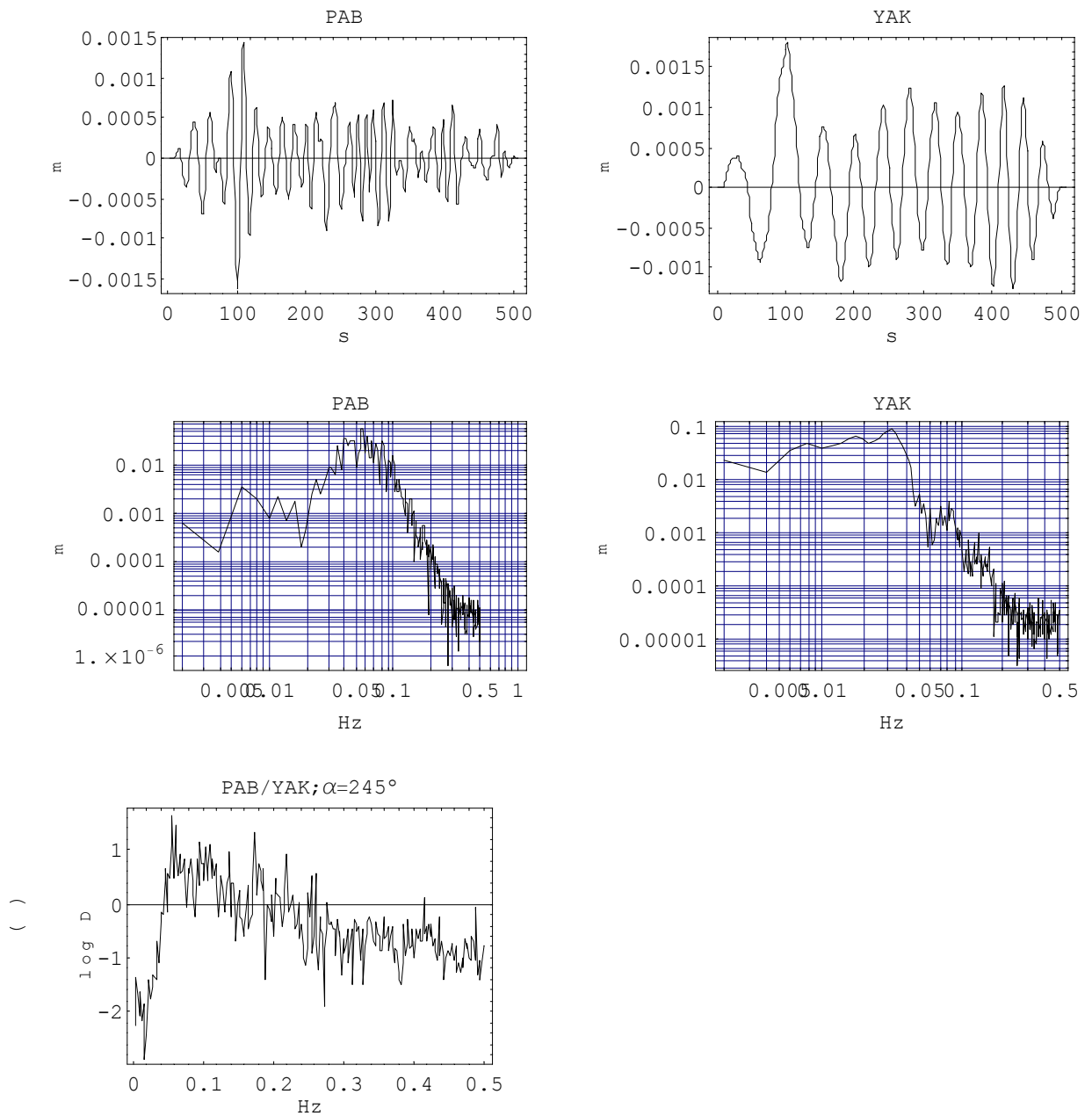


Fig.D.4. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones PAB y YAK.

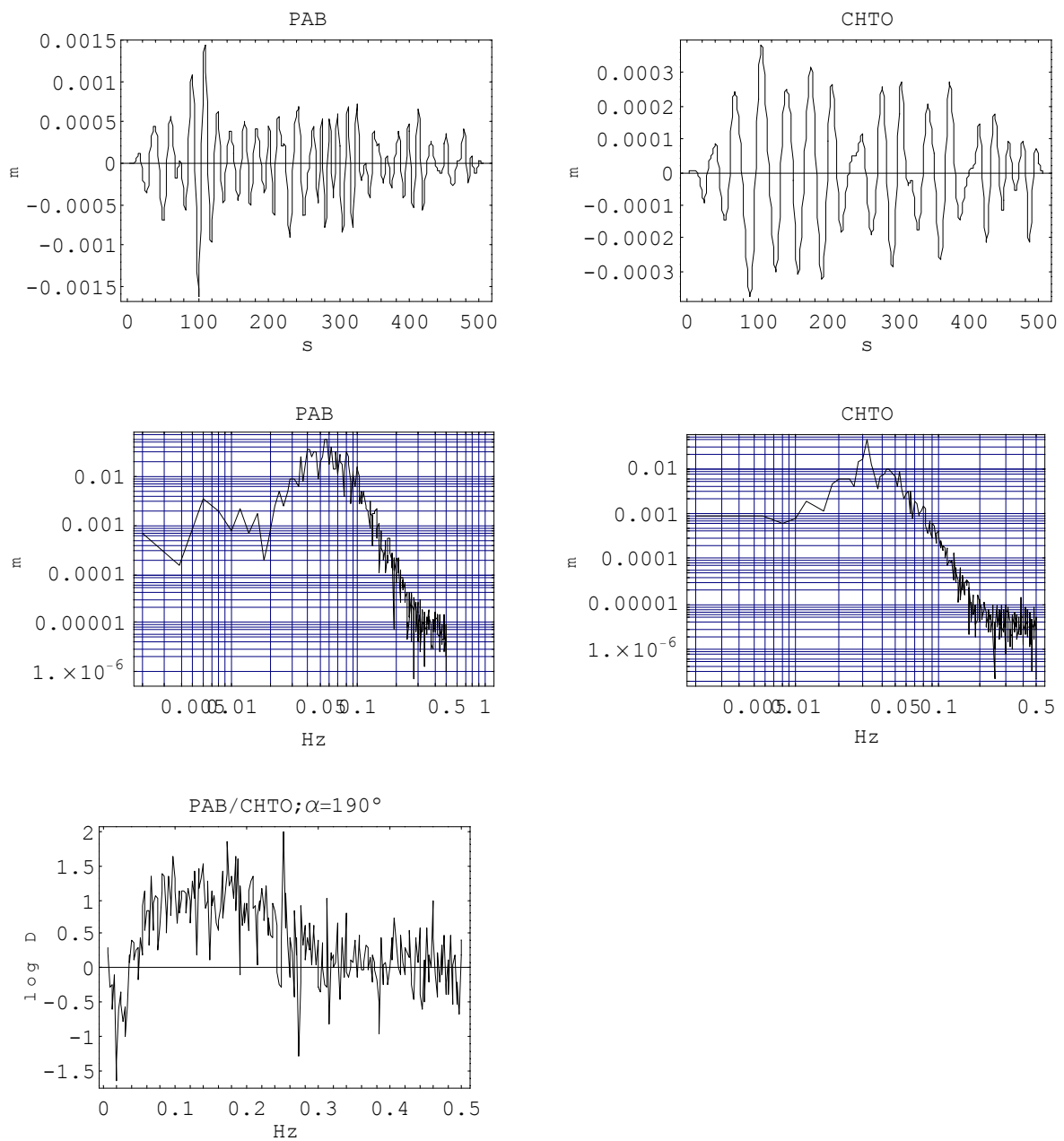


Fig.D.5. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones PAB y CHTO.

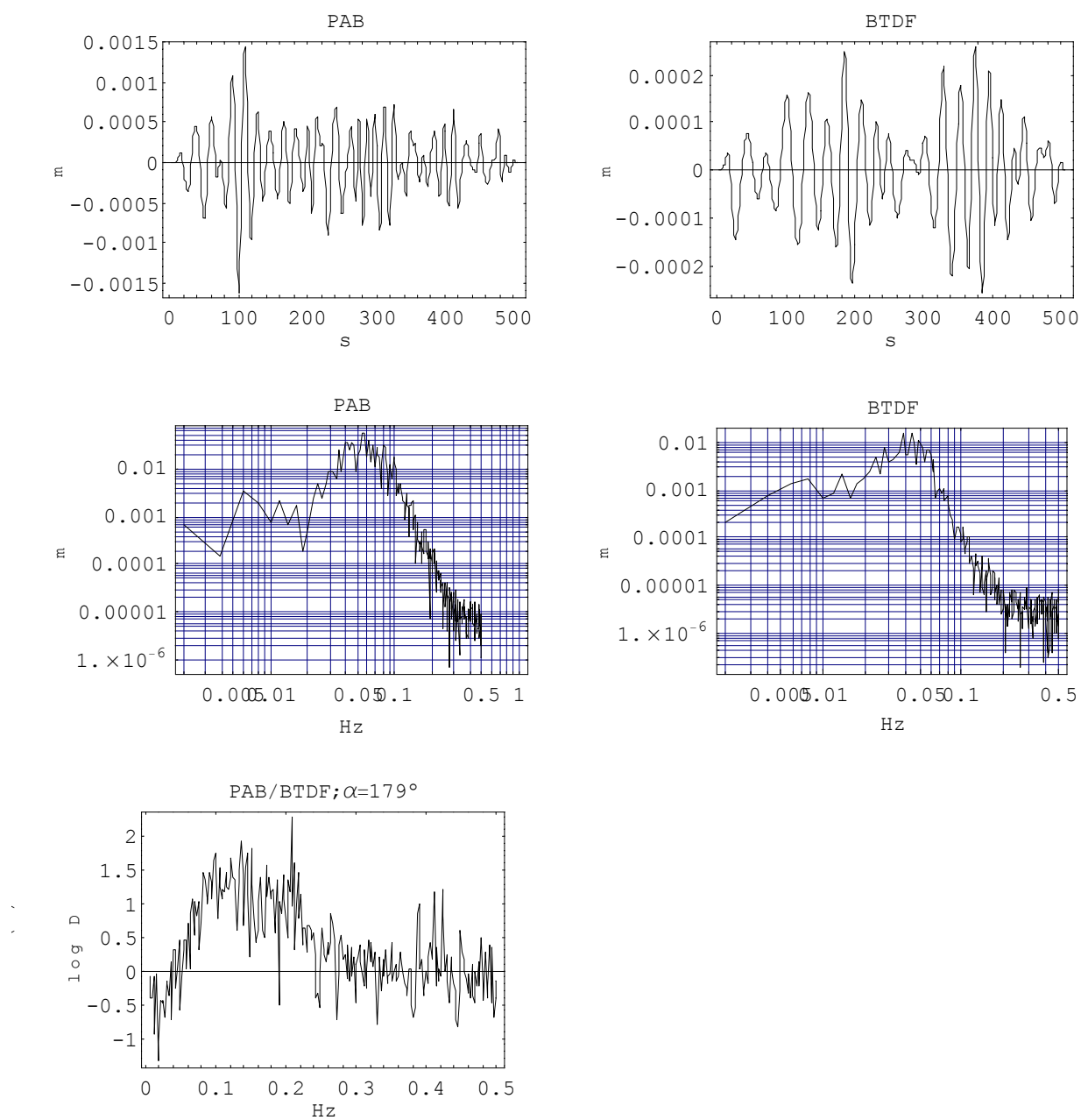


Fig.D.6. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones PAB y BTDF.

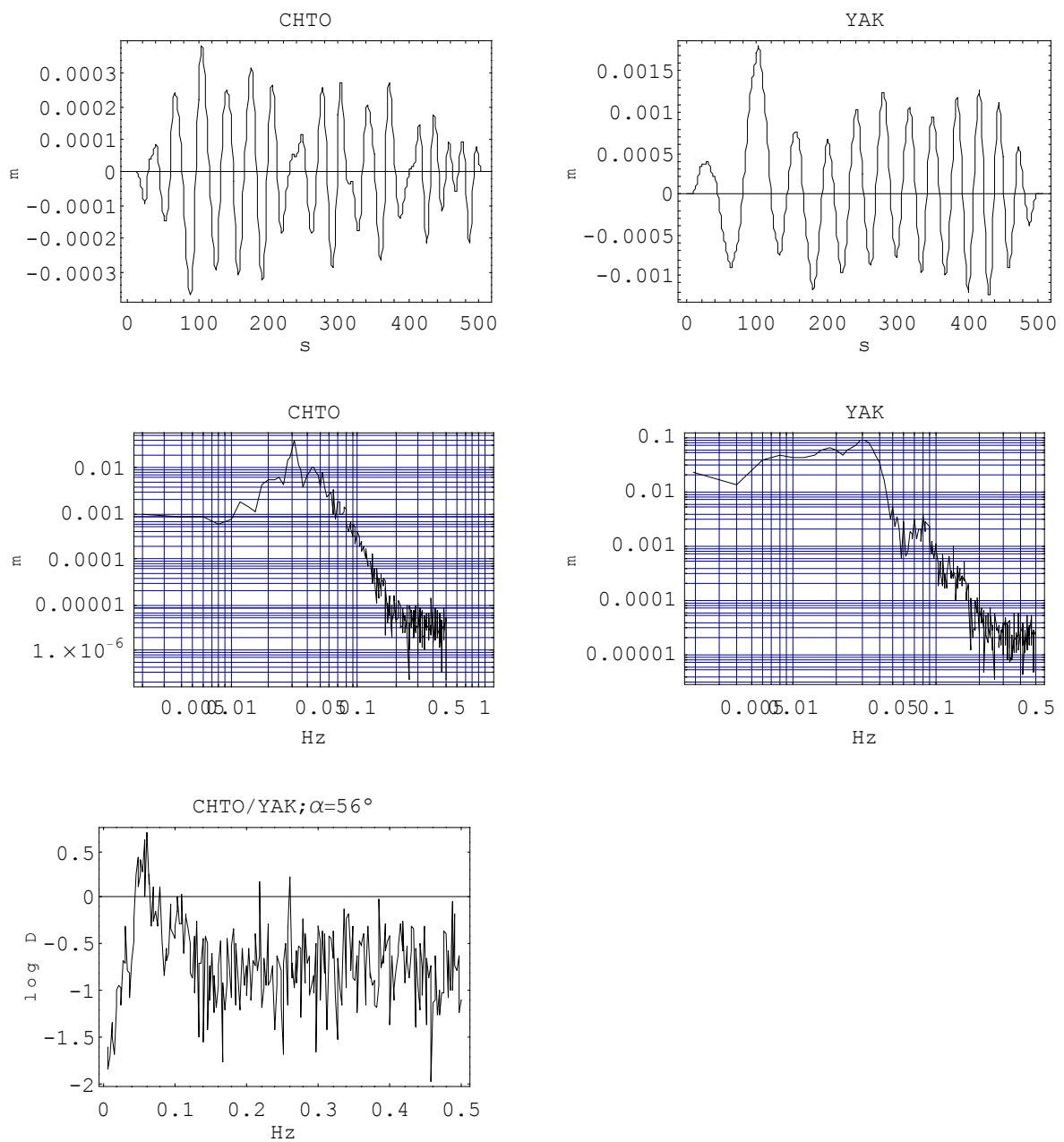


Fig.D.7. Desplazamiento para las ondas LR, espectros de amplitudes y función de directividad observada para las estaciones CHTO y YAK.

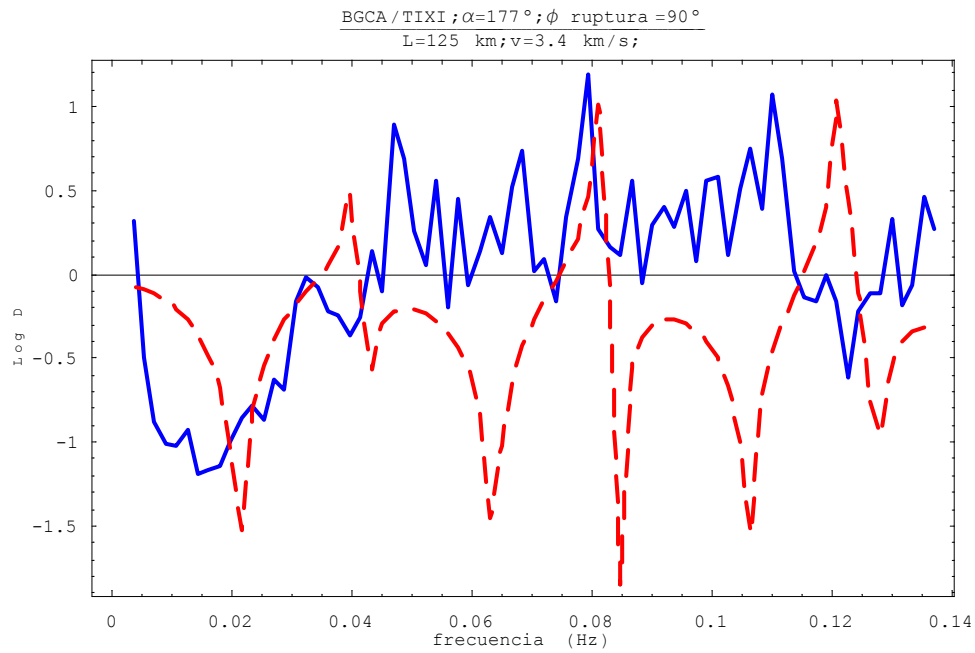


Fig.D.8. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones BGCA y TIXI.

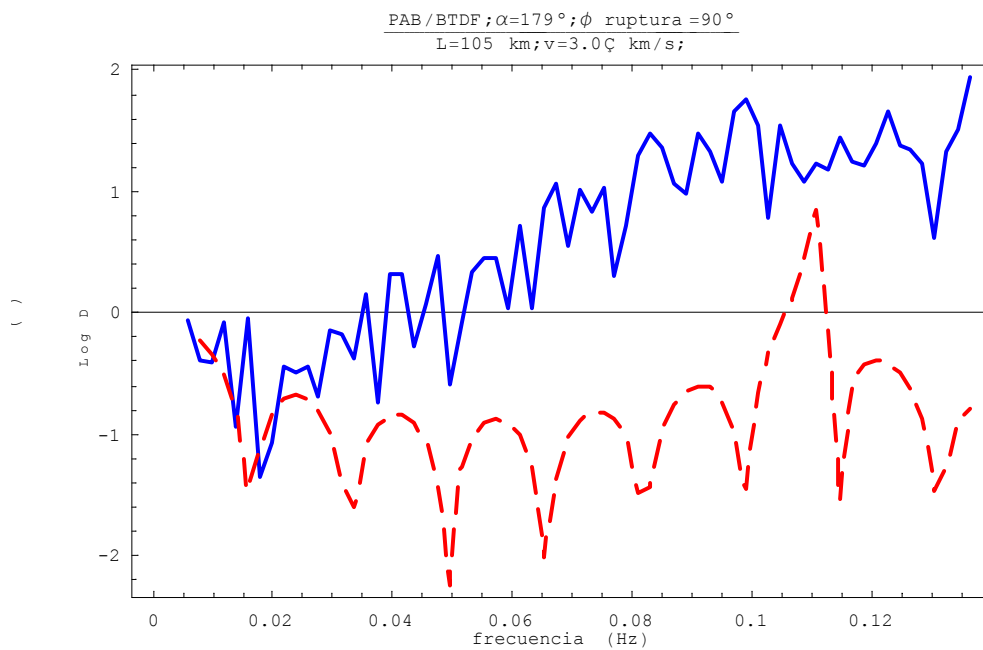


Fig.D.9. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones PAB y BTDF.

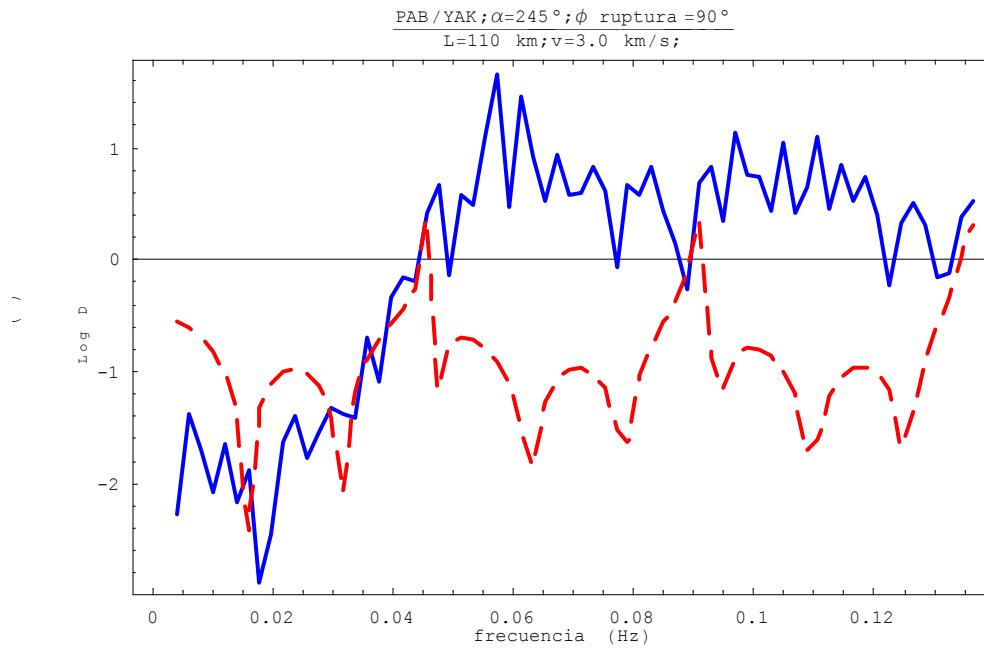


Fig.D.10. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones PAB y YAK.

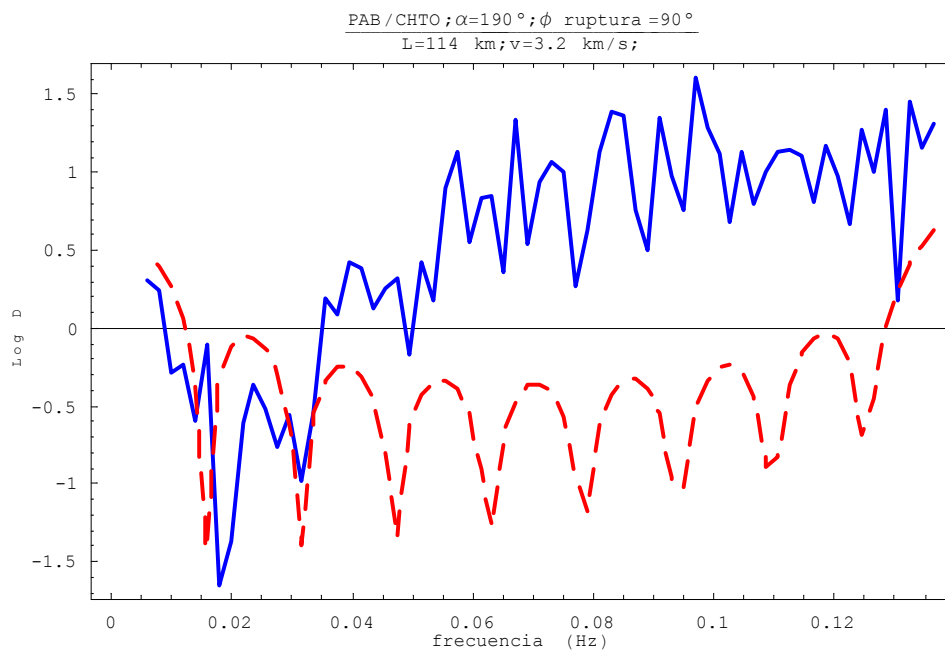


Fig.D.11. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones PAB y CHTO.

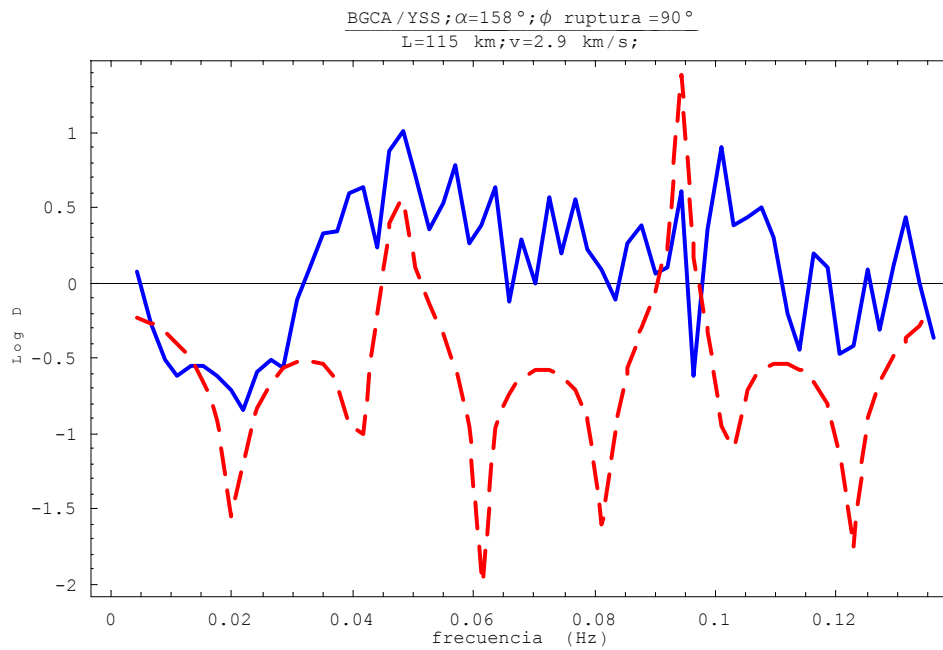


Fig.D.12. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones BGCA y YSS.

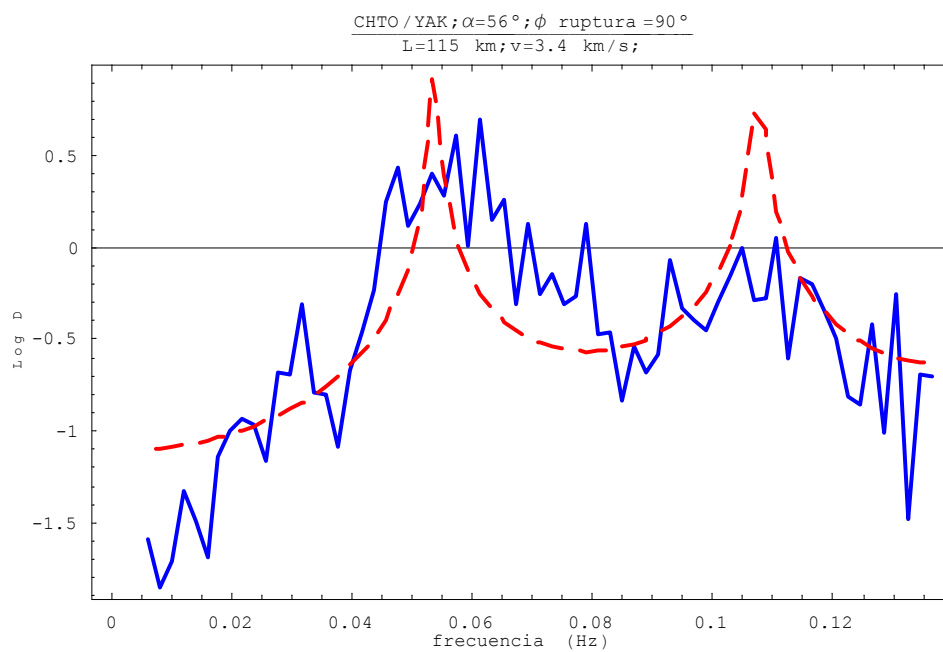


Fig.D.13. Función de directividad observada (trazo continuo) y calculada (trazo discontinuo) para las estaciones CHTO y YAK.